

TESIS DOCTORAL

APORTACIONES AL ESTUDIO DEL PROCESO DE
COMBUSTIÓN TURBULENTA DE CHORROS EN
MOTORES DIESEL DE INYECCIÓN DIRECTA

presentada por

JOSÉ MARÍA GARCÍA OLIVER

en el

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

para la obtención del grado de

DOCTOR POR LA UNIVERSIDAD POLITÉCNICA
DE VALENCIA

Valencia, Enero de 2004

TESIS DOCTORAL

APORTACIONES AL ESTUDIO DEL PROCESO DE COMBUSTIÓN TURBULENTA DE CHORROS EN MOTORES DIESEL DE INYECCIÓN DIRECTA

Realizada por: D. José María García Oliver
Dirigida por: Dr. D. José María Desantes Fernández
Dr. D. José Vicente Pastor Soriano

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. Francisco Payri González
Secretario: Dr. D. Jesús Benajes Calvo
Vocales: Dr. D. Franz Chmela
Dr. D. Magín Lapuerta Amigó
Dr. D. Francisco Tinaut Fluixá

Vocales suplentes:

Dr. D. Octavio Armas Vergel
Dr. D. Andrés Melgar Bachiller

Resumen

El objetivo global de esta tesis está encaminado a la construcción de las herramientas conceptuales necesarias para analizar de forma sencilla los mecanismos físicos que gobiernan el proceso de combustión de los chorros de combustible bajo las condiciones de contorno de un motor Diesel de inyección directa de unos dos litros de cilindrada unitaria altamente sobrealimentado. El trabajo parte del conocimiento sobre el comportamiento del chorro Diesel isoterma existente en el grupo de trabajo en el que se desarrolla. En primer lugar, se ha realizado una revisión para identificar los aspectos del proceso de inyección-combustión Diesel que deben ser tenidos en cuenta para realizar esta descripción sencilla.

Por otra parte, se ha trabajado sobre el supuesto ampliamente aceptado de que esta descripción puede apoyarse en el análisis del chorro Diesel como si se tratara de un chorro gaseoso. De acuerdo con ella, se ha desarrollado un estudio profundo del chorro gaseoso basado en simulaciones numéricas y en razonamientos teóricos. Los conceptos de fracción de mezcla, relaciones de estado y diámetro equivalente han sido adaptados de forma sencilla para la descripción de los chorros gaseosos con la mayor generalidad posible, tanto en el caso inerte como reactivo.

Estos conceptos han sido extendidos posteriormente al caso del chorro Diesel. De esta manera se han estudiado en apartados sucesivos los problemas de la evaporación, el autoencendido y la llama de difusión Diesel mediante resultados experimentales obtenidos a partir de técnicas convencionales y ópticas. Los razonamientos apoyados en los conceptos de chorro gaseoso han permitido completar una descripción sencilla pero rigurosa de los procesos físicos relevantes para la evolución de los chorros de combustible.

Resum

L'objectiu global d'aquesta tesi ha estat encaminat a la construcció de les eines conceptuals necessàries per a analitzar de forma senzilla els mecanismes físics que governen el procés de combustió dels dolls de combustible baix les condicions de contorn d'un motor Diesel d'injecció directa d'uns dos litres de cilindrada unitària altament sobrealimentat. El treball parteix del coneixement sobre el comportament del doll Diesel isoterm existent al grup de treball al que es desenvolupa. En primer lloc, s'ha fet una revisió per a identificar els aspectes del procés d'injecció-combustió Diesel que han de ser considerats per a realitzar aquesta descripció senzilla.

Per altra banda, s'ha treballat sobre el supost amplament acceptat que aquesta descripció pot recolzar-se sobre l'anàlisi del doll Diesel com si es tractara d'un doll gasós. D'acord amb això, s'ha desenvolupat un estudi profund del doll gasós basat en simulacions numèriques i en raonaments teòrics. Els conceptes de fracció de mescla, relacions d'estat i diàmetre equivalent han sigut adaptats de forma senzilla per a la descripció dels dolls gasosos amb la major generalitat possible, tant al cas inert como reactiu.

Aquests conceptes han sigut estesos posteriorment al cas del doll Diesel. D'aquesta manera s'han estudiat en apartats successius els problemes de l'evaporació, l'autoencés i la flama de difusió Diesel mitjançant resultats experimentals obtesos a partir de tècniques convencionals i òptiques. Els raonaments recolzats sobre els conceptes de doll gasós han permés completar una descripció senzilla però rigurosa dels processos físics rellevants per a l'evol·lució dels dolls de combustible.

Abstract

The overall objective of this thesis is aimed at the construction of the necessary conceptual tools in order to analyse in a simple way the physical mechanisms that govern the fuel spray combustion process under boundary conditions found in a Diesel direct injection engine with a 2-litre per cylinder displacement that is highly supercharged. The work stems from the knowledge of the isothermal Diesel spray behaviour existing in the research group where it has been developed. In the first place, a review has been carried out in order to identify aspects of the Diesel injection–combustion process that have to be taken into account in order to develop this simple description.

On the other hand, the work is based on the widely accepted assumption that this description can be based on the analysis of the Diesel spray from the point of view of gas jets. According to this, an in-depth study on the gas jet has been carried out, based on numerical simulations and theoretical deductions. The mixture fraction, the state relationships and the equivalent diameter concepts have been adapted in a simple way in order to describe the gaseous jets from the most general perspective, both under inert and reacting conditions.

Such concepts have been extended to the Diesel spray. In this way, the evaporation, autoignition and diffusion flame processes have been studied by means of experimental results obtained from both conventional and optical techniques. Arguments based on gas jet concepts have made it possible to compile a simple but rigorous description of the physical processes relevant to the evolution of fuel sprays.

Agradecimientos

Me gustaría en estas líneas agradecer a mucha gente su colaboración directa o indirecta en esta tesis doctoral, y en cualquier otro aspecto de mi trabajo en la CMT. En primer lugar, agradezco a José María Desantes y a José Vicente Pastor por todo lo que de ellos he aprendido en todos estos años. Al primero, gracias por enseñarme a pensar y a razonar la Física, para poder analizar algo tan complicado como un chorro de forma sencilla, pero a la vez sin dejar de ser estrictos. A José Vicente, por haberme enseñado una gran parte de la (poca) Óptica que sé.

También quisiera agradecer al Dr. Franz Chmela la oportunidad que nos ha ofrecido de trabajar en un proyecto en el que probablemente lo principal era aprender, imaginar, pensar. . . . Muchos conceptos de esta tesis doctoral son fruto de esas horas dedicadas, en el sentido estricto de la palabra, a investigar.

En la parte experimental es donde uno se da cuenta de la cantidad de gente de la que depende cualquier trabajo. Gracias a Santi Molina, Gabri, Simón y Maricel, por todas las horas de laboratorio compartidas, cada uno aportando su saber, y llevando adelante la ingrata tarea de medir. Gracias también a los componentes del grupo de Técnicas Ópticas Eva, Alberto, Jorge, Dani y David, por su colaboración, y especialmente a Quique, de quien he aprendido la otra gran parte de la (sigue siendo poca) Óptica que sé.

Los cálculos CFD han sido posibles gracias a la colaboración de Antonio Gil y de Xandra Margot. Agradezco la paciencia y el entusiasmo que me han dedicado. También quisiera agradecer a Oscar, Miguel Ángel, Jorge, Maik, Frank, Miriam y Oscar, que con sus proyectos han contribuido en gran medida a este trabajo.

Quisiera agradecer especialmente a José Manuel la colaboración más que desinteresada que me ha brindado, sin ella no se habría podido completar este trabajo. A él y a Leo les agradezco, además, su amistad y las horas compartidas juntos en el despacho.

En la revisión del documento, me gustaría dar las gracias a Javi López por su colaboración y más que acertadas indicaciones, así como al personal de secretaría, por su ayuda con todos los trámites.

Gracias a toda la gente que he tenido la oportunidad de conocer a lo largo de estos años de trabajo en un plano más personal, por brindarme su amistad y buenos ratos, dentro y fuera del departamento. Gracias a los amigos que, sin entender muy bien el esfuerzo que supone un trabajo como éste, han seguido contando conmigo.

Queda mi familia, a la que tengo que agradecer su apoyo incondicional. En especial, gracias a mis padres, Jose y Milagro, porque mucho de lo que soy se lo debo a ellos. Y gracias también a Maribel, por la paciencia, por haberme permitido relativizar y aprender que sin lugar a dudas la ‘chispa’ no es la asignatura más importante de mi vida.

Índice General

1	Introducción	1
1.1	Contextualización del trabajo	1
1.2	Planteamiento de objetivos y metodología	5
1.3	Estructura del documento	6
	Bibliografía	8
2	El proceso de combustión en un motor Diesel de inyección directa	11
2.1	Introducción	11
2.2	Fases del proceso	13
2.3	Formación de la mezcla aire-combustible	15
2.3.1	Atomización	16
2.3.2	Evaporación	19
2.4	Fase de retraso al autoencendido	21
2.5	Fase de combustión premezclada	34
2.6	Fase de combustión por difusión. Estructura de la llama Diesel	42
2.6.1	Lift-off	49
2.7	Secuencia temporal de sucesos	55
2.8	Conclusiones	59
	Bibliografía	60

3	Herramientas de análisis	67
3.1	Introducción	67
3.2	Cálculos numéricos	69
3.2.1	Metodología	71
3.2.2	Consideraciones particulares	77
3.3	Instalaciones experimentales	79
3.3.1	Motor maqueta	79
3.3.2	Motor monocilíndrico con accesos endoscópicos	82
3.4	Técnicas ópticas	85
3.4.1	Iluminación trasera difusa	86
3.4.2	Método de los dos colores	91
3.4.3	Visualización de la quimioluminiscencia del OH	109
3.4.4	Visualización endoscópica	114
3.5	Conclusiones	117
3.A	Apéndice: Especificaciones técnicas del instrumental empleado en las técnicas ópticas	118
	Bibliografía	119
4	Análisis del chorro gaseoso turbulento en ambiente inerte	123
4.1	Introducción	124
4.2	Hipótesis de partida	125
4.3	Chorro inerte isodenso	128
4.3.1	Planteamiento	128
4.3.2	Solución para la velocidad axial	131
4.3.3	Solución para la velocidad radial	135
4.3.4	Solución para la fracción másica de combustible	137
4.3.5	Isosuperficies	139
4.3.6	Trayectorias dentro del chorro	140
4.3.7	Englobamiento	145
4.3.8	Conclusiones	148
4.4	Mezcla no isodensa	148

4.4.1	Planteamiento	148
4.4.2	Campo de velocidades	153
4.4.3	Soluciones para la masa y la energía	156
4.4.4	Relaciones de estado	157
4.4.5	Englobamiento	161
4.4.6	Escalado en la zona inicial del chorro	162
4.4.7	Conclusiones	165
4.A	Apéndice: Particularización de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento al eje del chorro	166
4.B	Apéndice: Particularización de la ecuación de conservación de la especie combustible al eje del chorro	168
4.C	Apéndice: Cálculo de los tiempos característicos de mezcla	170
4.D	Apéndice: Cálculo de la función de englobamiento del chorro isodenso	172
	Bibliografía	172
5	Análisis del chorro gaseoso turbulento en ambiente reactivo	175
5.1	Introducción	175
5.2	Reacción atérmica	177
5.2.1	Planteamiento	177
5.2.2	El concepto de fracción de mezcla	179
5.2.3	Solución para la velocidad y las especies	183
5.2.4	Conclusiones	186
5.3	Reacción exotérmica	186
5.3.1	Planteamiento	186
5.3.2	La fracción de mezcla y las relaciones de estado	192
5.3.3	Distribución axial de propiedades	194
5.3.4	Distribución radial	211
5.3.5	Levantamiento de llama	214
5.3.6	Conclusiones	216
	Bibliografía	217

6	Análisis del chorro Diesel: procesos de evaporación y autoencendido	219
6.1	Introducción	220
6.2	Estudio de la evaporación del chorro Diesel en ambiente inerte	222
6.2.1	Estructura del chorro Diesel evaporativo	222
6.2.2	Cálculo de las propiedades locales	224
6.2.3	Distribución espacial de propiedades	231
6.2.4	Ley de escalado para la longitud líquida máxima	234
6.2.5	Contrastación experimental	237
6.3	Aportaciones al estudio del proceso de autoencendido	256
6.3.1	Planteamiento	256
6.3.2	Definición de parámetros	260
6.3.3	Análisis de resultados	261
6.4	Conclusiones	279
6.4.1	Estudio del chorro Diesel evaporativo	279
6.4.2	Proceso de autoencendido	280
6.A	Apéndice: Deducción de la relación entre la proporción de masa evaporada y los incrementos de entalpía	281
6.B	Apéndice: Ecuaciones para la definición de las propiedades en los equilibrios líquido-vapor	282
	Bibliografía	283
7	Análisis de la llama de difusión Diesel	287
7.1	Introducción	287
7.2	Consideraciones previas	289
7.2.1	La fracción de mezcla y las relaciones de estado	289
7.2.2	Distribución espacial de propiedades	295
7.3	Interpretación de los resultados del método de los dos colores	297
7.4	Estudio experimental de la llama Diesel de difusión	306
7.4.1	Planteamiento del estudio	306
7.4.2	Análisis experimental del fenómeno de Lift-off	312

7.4.3	Análisis experimental de la llama de hollín	319
7.5	Conclusiones	334
	Bibliografía	335
8	Conclusiones y trabajos futuros	337
8.1	Conclusiones	337
8.2	Trabajos futuros	341

Tabla de símbolos

Latinos

a, b, c, d	Constantes de ajuste experimental
$(A/F)_{st}$	Proporción másica estequiométrica aire–combustible
c_1, c_2	Constantes de Planck para la radiancia espectral de un cuerpo negro
D_t	Difusividad másica turbulenta
d_n	Diámetro nominal de orificio
d_o	Diámetro real de orificio
E	Energía de activación
f	Fracción de mezcla
F	Dosado
$(F/A)_{st}$	Proporción másica estequiométrica combustible–aire
$(F/O)_{st}$	Proporción másica estequiométrica combustible–oxígeno
$f_{v,soot}$	Fracción volumétrica de hollín
g_f	Flujo difusivo turbulento de especie combustible
h	Entalpía térmica
h^*	Entalpía térmica y química
h_{form}^o	Entalpía de formación a la temperatura de referencia T_o
$H_{p,f}$	Calor de reacción del combustible por unidad de masa
i, j	Coordenada horizontal y vertical del píxel de una imagen
I	Radiancia
k_n	Constantes de las distribuciones espaciales de las propiedades del chorro mediante expresiones analíticas ($n = 1, 2, 3, 4$)
K_{abs}	Coefficiente óptico de absorción
k_{eng}	Constante de englobamiento definida en una sección del chorro
\bar{k}_{soot}	Variable óptica proporcional a la fracción volumétrica de hollín
KL	Factor de cantidad de hollín

L	Camino óptico recorrido por la radiación Espesor de llama
Le	Número de Lewis efectivo
m	Masa
\dot{m}	Gasto másico
\dot{m}_q	Tasa de combustión expresada en masa por unidad de tiempo
\dot{m}_{prep}	Tasa de preparación (mezcla) de combustible durante la fase de retraso al autoencendido
ND	Nivel digital de una imagen
P	Presión
PM	Peso molecular
PN	Perfil normalizado
Pr	Número de Prandtl efectivo
q	Propiedad conservativa genérica
r	Coordenada radial del chorro
R	Constante universal de los gases perfectos
R_ζ	Radio de chorro definido en un cierto porcentaje ζ
Re	Número de Reynolds
s	Penetración de chorro transitorio
s_L	Velocidad de combustión premezclada laminar
Sc	Número de Schmidt efectivo
T	Temperatura
T_a	Temperatura aparente
t	Tiempo
u	Componente axial del vector velocidad
v	Componente radial del vector velocidad
v_{dif}	Velocidad de difusión radial
x	Coordenada axial del chorro Variable del algoritmo de resolución en el método de los dos colores
Y	Fracción másica
z	Coefficiente de compresibilidad

Griegos

α	Absortividad óptica Constante de ajuste empírico en la expresión de la emisividad de la llama de hollín (capítulo 3).
α_t	Difusividad turbulenta de energía
β_{umbral}	Porcentaje para la definición del umbral en una imagen
β_t	Difusividad turbulenta de una propiedad conservativa q
ε	Emisividad
ζ_{st}	Porcentaje de aire englobado a una distancia axial respecto al estequiométrico
λ	Longitud de onda
λ_t	Difusividad térmica turbulenta
μ_t	Viscosidad dinámica turbulenta
ν_t	Viscosidad cinemática turbulenta
θ	Ángulo del chorro
ρ	Densidad
ρ^*	Densidad parcial de un componente en una mezcla
σ	Desviación estándar
τ	Tiempo característico Flujo difusivo turbulento de cantidad de movimiento
Δ	Incremento
$\Delta h_{f,v}$	Entalpía de evaporación del combustible
$\dot{\omega}$	Tasa de formación/destrucción local de una especie

Subíndices y superíndices

a	Aire
a, ∞	Aire o gas ambiente puros
cl	Referido al eje del chorro (<i>central line</i>)
cn	Referido al cuerpo negro
$comb$	En combustión
$delay$	Referido al tiempo de retraso al autoencendido
dil	Referido a la especie diluyente

<i>eq</i>	Equivalente
<i>evap</i>	Referido a la evaporación
<i>f</i>	Combustible Referido al tiempo característico de mezcla τ_f
<i>f, evap</i>	Condiciones de evaporación total
<i>f, l</i>	Combustible líquido
<i>f, v</i>	Combustible vapor
<i>flame</i>	Referido a la llama Diesel de difusión
<i>fondo</i>	Referido al nivel digital de fondo de una imagen
<i>iny</i>	Inyección
<i>int</i>	Condiciones del aire de admisión al motor
<i>max</i>	Máximo
<i>mix</i>	En mezcla inerte
<i>o</i>	Condiciones de salida del orificio de la tobera
O_2	Referido a la especie oxígeno
<i>pr</i>	Referido a las especies producto de la reacción de oxidación
<i>prem</i>	Referido a la fase de combustión premezclada
<i>sat</i>	Condiciones de saturación del equilibrio líquido-vapor
<i>soot</i>	Referido al hollín
<i>st</i>	Condiciones estequiométricas
<i>umbral</i>	Referido al valor umbral de segmentación de una imagen
λ	Dependiente de la longitud de onda

Acrónimos

ACT	Tiempo aparente de combustión
CAD	Grado de cigüeñal (<i>CrankAngle Degree</i>)
CFD	Dinámica de fluidos computacional (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
DHRL	Tasa de liberación de calor
DI	Inyección Directa (<i>Direct Injection</i>)
ED	Modelo de combustión de disipación de vórtices (<i>Eddy Dissipation</i>)
FRED	Modelo de combustión de tasa limitada - disipación de vórtices (<i>Finite Rate - Eddy Dissipation</i>)

FL	Longitud de llama (<i>Flame Lenght</i>)
FQL	Ley de liberación de calor adimensional
LIEF	Fluorescencia Excíplex Inducida por Láser (<i>Laser Induced Exciplex Fluorescence</i>)
LL	Longitud líquida máxima (<i>Liquid Length</i>)
LOL	Longitud de lift-off (<i>Lift-Off Lenght</i>)
MEC	Motor de Encendido por Compresión
PMS	Punto Muerto Superior
SOI	Inicio de Inyección (<i>Start Of Injection</i>)
SOC	Inicio de Combustión (<i>Start Of Combustion</i>)
SODC	Inicio de Combustión por Difusión (<i>Start Of Diffusion Combustion</i>)
SOF	Aparición de la llama de hollín
TM	Tasa de mezcla
TTCDM	Tasa de transferencia de cantidad de movimiento
VCO	Orificio controlado directamente por la aguja (<i>Valve Covered Orifice</i>)

Capítulo 1

Introducción

Contenido

1.1	Contextualización del trabajo	1
1.2	Planteamiento de objetivos y metodología	5
1.3	Estructura del documento	6
	Bibliografía	8

1.1 Contextualización del trabajo

El motor de encendido por compresión (MEC) constituye hoy en día la alternativa más eficiente para la producción de energía mecánica a partir de la combustión de un combustible fósil en el sector de la automoción. Este hecho se ve reflejado en las cifras de venta crecientes de los vehículos equipados con esta planta motriz, en el interés de los fabricantes por el continuo desarrollo y evolución del motor y en el número cada vez más amplio de aplicaciones que lo emplean.

El estatus alcanzado por el motor Diesel puede ser considerado como el resultado de la confluencia de varios factores: el principio de funcionamiento, que de por sí ha permitido mejoras sustanciales respecto a los primeros diseños, la presión del mercado, que obliga a los fabricantes a producir motores con menores consumos específicos, mayores prestaciones y fiabilidad, y las normativas de control de emisiones, que con el fin de preservar un medio ambiente cada día más degradado han añadido un campo extra al abanico de parámetros a tener en cuenta durante el diseño y desarrollo de un motor.

Todas estas circunstancias han obligado a los constructores a invertir una gran cantidad de recursos en investigación y desarrollo de nuevas soluciones para cumplir con todos los requisitos.

Frente a estos condicionantes externos, se ha asistido a una verdadera revolución en el campo de los motores Diesel durante la última década del siglo XX, que tiene como hitos destacables la mejora en los sistemas de inyección y la optimización de la gestión del aire, juntamente con la aplicación de la electrónica al motor. Estos cambios han marcado la generalización de la tecnología de los motores Diesel de Inyección Directa (DI), con unas prestaciones en términos de potencia efectiva que han mejorado considerablemente con respecto a los diseños iniciales, y cuyas emisiones contaminantes son hoy en día mucho menores que las de hace escasamente veinte años. Si a ello se le añade su elevado rendimiento energético, se puede entender la aceptación cada día mayor de esta planta motriz frente al motor de encendido provocado.

Una parte clave de la evolución de los motores Diesel ha venido gracias al avance en el conocimiento de los mecanismos básicos que ocurren durante el proceso de inyección-combustión. En los últimos veinte años se han dado varios factores favorables para la evolución de este conocimiento:

- En primer lugar, los *sistemas de diagnóstico convencionales* (medida de la señal de presión en cámara, medida del levantamiento de aguja del inyector...) han llegado a un elevado grado de madurez, lo que les hace ser parte de la instrumentación estándar en la mayoría de salas de ensayo, proporcionando una gran cantidad de información básica del motor en condiciones de funcionamiento reales.
- Por otra parte, se ha asistido a un desarrollo importante de las *técnicas ópticas de diagnóstico aplicadas al campo de la combustión*, principalmente gracias al empleo cada vez más generalizado de la tecnología láser y a la mejora en el equipamiento empleado. Como ejemplo de este último aspecto cabe señalar los cambios espectaculares habidos en cuanto a las cámaras de filmación, pasándose en poco tiempo de emplear las películas convencionales de cine como soporte físico de la imagen grabada al uso de cámaras digitales cuyas prestaciones mejoran día a día y permiten el almacenamiento digital de las imágenes para su postprocesado informático. Esto también ha hecho que otras técnicas ópticas más antiguas, como la visualización directa o el Schlieren, hayan podido ser refinadas y permitan obtener resultados notables acerca de los procesos que suceden durante la combustión del chorro Diesel. Aunque en un principio la cuantificación con todas estas técnicas es bastante complicada, existe

ya un número considerable de variables de las cuales es posible obtener valores cuantitativos, aunque la fiabilidad de estos resultados suele depender de la aplicación de un elevado número de procedimientos de corrección y calibración. Este inconveniente queda compensado en gran parte por el carácter no intrusivo de los métodos ópticos, que les da una gran ventaja frente a otras técnicas de medida.

- Las mejoras en todas las técnicas de diagnóstico (convencionales y ópticas) han ido acompañadas de un *desarrollo importante de las instalaciones experimentales* para el estudio de los mecanismos básicos de inyección-combustión. Los motores con accesos ópticos directos o mediante endoscopios, las máquinas de compresión rápidas y las cámaras de volumen constante constituyen herramientas fundamentales para el estudio de todos estos procesos cuyo número y calidad ha ido incrementándose.
- Todo lo anterior ha ido en paralelo con el *perfeccionamiento de las herramientas de cálculo*, que permiten interpretar mediante modelos las medidas experimentales obtenidas y profundizar en su análisis. De hecho, se puede decir que actualmente todo el conocimiento acerca de los procesos de combustión se está generando gracias a la sinergia entre datos experimentales y cálculos, que permite mejorar los modelos de predicción de los procesos físicos, que al final es la forma que el investigador tiene de describir los fenómenos naturales.

La consecuencia de todo lo anterior es que hoy en día comienza a ser posible describir la secuencia de fenómenos que llevan a la liberación de la energía del combustible dentro de la cámara de combustión de un motor Diesel. Los aspectos más generales pueden explicarse ya con cierto grado de detalle, formando un cuerpo de conocimiento bastante contrastado con información experimental. Sin embargo, queda bastante trabajo en el campo de la construcción de modelos, tanto conceptuales como numéricos, que expliquen y reproduzcan de forma fiel los fenómenos observados experimentalmente, con los cuales se pueda cuantificar y predecir el proceso de combustión bajo condiciones de contorno diversas.

Esta tesis doctoral se enmarca en este campo de estudio del proceso de combustión Diesel que se lleva a cabo en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia. Se pretende un acercamiento al comportamiento del chorro Diesel en condiciones de combustión, en concreto, al proceso de combustión que se da en un *motor Diesel de inyección directa de unos dos litros de cilindrada unitaria altamente sobreali-*

mentado¹. Los parámetros cuantitativos que definirían este entorno son una presión de inyección del orden de 1500 bar (o incluso mayor), un diámetro de orificio tobera de inyección comprendido entre 150 y 200 μm y unas condiciones termodinámicas del aire en la cámara de combustión con una densidad comprendida entre 20 – 50 kg/m^3 y una temperatura de 900 – 1000 K. En este entorno el proceso de combustión resulta más sencillo de analizar que en el caso de motores rápidos de pequeña cilindrada. En primer lugar, el diseño de los conductos de admisión no suele producir un movimiento intenso de aire lateral al chorro para apoyar el proceso de mezcla entre el aire y el combustible, lo que hace que la evolución del chorro sea prácticamente rectilínea desde que sale de la tobera hasta el momento en que choca con la pared. En segundo lugar, las dimensiones de la cámara son suficientes para que el proceso de evaporación del combustible se realice de forma completa en la mayoría de los casos mucho antes del choque con la pared. Con todo ello, la secuencia de procesos físico-químicos de mezcla y reacción entre el combustible y el aire no queda interrumpida por la interacción con una superficie que suele estar más fría que la mezcla. Como resultado, la evolución es más ordenada que en el caso de los motores de pequeña cilindrada, y la estructura de la llama es más parecida a la que se puede observar en estudios de tipo más básico acerca de llamas turbulentas. Puesto que en el presente trabajo se va a emplear información que proviene de análisis de chorros en ambientes diversos (chorros inertes y reactivos, en ambientes de diferente densidad y/o temperatura) cuando se hable de ‘condiciones de motor’ nos referiremos a la descripción de fenómenos bajo las condiciones mencionadas en este párrafo.

La tesis parte del conocimiento acerca del comportamiento del chorro Diesel isoterma, adquirido por el grupo de trabajo en el que se ha realizado a través de trabajos previos (tesis doctorales de Arrègle [1], Correas [2], Ruiz [3] y López [4]), apoyado en el empleo de técnicas ópticas (tesis doctorales de Palomares [5] y Juliá [6]). Este conocimiento sobre chorros es complementado por el que ha ido desarrollándose en el campo del análisis del proceso de combustión mediante técnicas basadas en el análisis de la señal de presión (tesis doctorales de Armas [7] o Molina [8]) que han permitido generar una comprensión elevada del proceso de liberación de calor (tesis doctoral de Fenollosa [9]). A todo ello se añade la información existente en la literatura científica acerca del tema, recogida en el capítulo 2. El presente trabajo supone un intento de establecer un vínculo entre ambos puntos de vista, el centrado en el chorro y su interacción con el aire y el dedicado al proceso de combustión y su implicación en la formación de emisiones contaminantes. Sobre estas bases se plantea un análisis que gira en torno al proceso de combustión turbulenta de un chorro de

¹Lo que en inglés se conoce con el nombre de ‘Heavy-Duty Diesel Engine’.

combustible como núcleo sobre el cual se pueda dar explicación a resultados más globales de comportamiento del motor, como son las leyes de combustión o la evolución de la llama dentro de la cámara de combustión.

Como se verá a lo largo del documento, se va a hacer uso de lo que podríamos llamar un análisis incremental, de manera que el problema final, la combustión del chorro Diesel en condiciones de motor, es afrontado partiendo de un problema mucho más sencillo, el chorro isoterma, sobre el cual se van a ir añadiendo de forma progresiva y lógica los fenómenos que han de tenerse en cuenta para llegar a completar la descripción total del proceso. Este tipo de razonamientos se ejemplifican en el estudio paralelo que se va a realizar del chorro gaseoso turbulento en los capítulos 4 y 5, que como se defiende en este trabajo, constituye un referente de indudable valía e interés para el análisis del chorro Diesel.

1.2 Planteamiento de objetivos y metodología

Una vez descrito el entorno en el cual se desarrolla la presente tesis, conviene enunciar los objetivos que con ella se persiguen. Con la meta final puesta en la mejora del conocimiento de la combustión en un motor Diesel, se pretende en esta tesis *desarrollar las herramientas conceptuales necesarias para analizar de forma sencilla los mecanismos físicos que gobiernan el proceso de combustión de los chorros Diesel*. A partir de este objetivo general se han definido tres objetivos parciales:

- *Realizar un análisis del comportamiento del chorro gaseoso en condiciones de mezcla inerte y reactiva, como referente inmediato para el estudio del proceso de inyección-combustión del chorro Diesel*. Dicho análisis ha de identificar leyes de escalado que permitan cuantificar la influencia de la diferencia de temperaturas entre el chorro y el ambiente en el que se inyecta, así como la que resulta de la liberación de calor inducida por el proceso de combustión.
- *Generalizar el conocimiento disponible acerca del chorro Diesel inerte en ambiente isoterma para poder describir el comportamiento del mismo en condiciones reactivas*, para lo cual se va a hacer uso de los conceptos de chorro gaseoso desarrollados. Con este análisis estaremos en condiciones de describir los fenómenos básicos que tienen lugar durante el proceso de inyección-combustión de los chorros Diesel y realizar aportaciones a la interpretación de los mismos.

- *Desarrollar la metodología necesaria para el análisis de los ensayos de visualización de los procesos de inyección-combustión en motor a partir de la integración de diversas fuentes de información (medida de la señal de presión, ensayos de visualización de los procesos de inyección-combustión, medida de la tasa de inyección. . .).* Estos ensayos suponen la fuente de información experimental básica con la cual se van a poder contrastar los conceptos desarrollados a lo largo de esta tesis para el estudio del proceso de combustión Diesel.

Como es de esperar, la metodología seguida viene marcada por estos objetivos. Así, para el desarrollo de los conceptos acerca del chorro gaseoso y Diesel se va a emplear una combinación de análisis teóricos y cálculos numéricos. Estos últimos incluyen cálculos de dinámica de fluidos computacional (CFD) como herramienta de estudio del chorro gaseoso en condiciones inertes o reactivas, así como cálculos más sencillos mediante el modelo existente de chorro gaseoso isoterma. La parte experimental tiene como base fundamental la obtención de información mediante técnicas de visualización del chorro líquido y de la luminosidad natural de la llama. En este último caso, se va a emplear una serie de técnicas de filtrado espectral de la radiación registrada, con el fin de obtener resultados que proporcionen una información de mejor calidad que la derivada simplemente de la ubicación espacial del chorro.

El estudio del fenómeno físico del proceso de combustión se realiza, pues, desde un punto de vista integral, buscando que las diversas herramientas, teóricas y experimentales, se complementen entre sí con el fin de describir el objeto de estudio de manera lo más completa posible. Las relaciones establecidas entre los diversos fenómenos son tanto de tipo conceptual, esto es, empleando descripciones cualitativas, como mediante relaciones numéricas. Si bien el resultado de todo ello no será un modelo totalmente predictivo del proceso de combustión, sí que va a dar una visión bastante completa de algunos fenómenos del mismo, de manera que los conceptos desarrollados sirvan de base para la explicación de otros aspectos que puedan ser profundizados en trabajos futuros.

1.3 Estructura del documento

El presente capítulo se ha planteado como introducción y justificación del trabajo que aquí se expone. El desarrollo del mismo comienza en el capítulo 2, en el cual se hace una revisión del estado del conocimiento del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa. No se trata de una revisión

exhaustiva, pues la literatura existente acerca de cada uno de los procesos físicos que ocurren es ingente. Se ha intentado más bien hacer una descripción actualizada de cuáles son los fenómenos más importantes que caracterizan dicho proceso de combustión y cómo se entiende cada uno de ellos. Dichos fenómenos se deberán tener en cuenta a la hora de cumplir con el segundo de los objetivos, la generalización de conceptos del chorro Diesel isoterma al caso reactivo.

El capítulo 3 presenta las herramientas de análisis que van a ser empleadas en este trabajo como complemento y validación de los desarrollos teóricos necesarios. Se trata de cálculos numéricos para el estudio de chorros gaseosos y de técnicas experimentales para obtención de información de chorros Diesel. Los primeros son importantes, puesto que gran parte del análisis aquí presentado pretende explicar el comportamiento de los chorros Diesel a partir del comportamiento de los chorros gaseosos, que son conceptualmente más sencillos. Las herramientas experimentales, en particular las técnicas de visualización de los procesos de inyección-combustión, permiten obtener información que valide los razonamientos realizados acerca del comportamiento del chorro Diesel.

De acuerdo con los objetivos planteados, en el capítulo 4 se realiza un primer análisis teórico de los chorros gaseosos estacionarios en condiciones inertes basado en razonamientos sencillos de tipo analítico y en cálculos numéricos. Se parte del caso más simple, el chorro inerte isodenso, realizando un estudio detallado de su estructura. A partir del mismo se sientan las bases para estudiar el caso más general del chorro inerte, esto es, un chorro inyectado en un ambiente de diferente densidad y temperatura.

En el capítulo 5 se amplía el estudio del chorro gaseoso estacionario para incluir el fenómeno de la reacción de combustión, completando la descripción del mismo. El análisis parte de un caso sencillo, una reacción química sin liberación de calor, para definir el concepto de fracción de mezcla como variable conservativa que permite relacionar el chorro de mezcla inerte con el de combustión en cuanto al cambio en la composición local. A continuación se completa el estudio analizando el caso más general de chorro gaseoso con reacción exotérmica, empleando la fracción de mezcla y deduciendo leyes de escalado que cuantifiquen el efecto de la liberación de calor sobre la estructura del chorro reactivo, permitiendo relacionarlo con el caso inerte. Al igual que en el capítulo 4, aquí también se recurre a razonamientos teóricos y a cálculos numéricos.

En el capítulo 6 se aplican los conceptos desarrollados en el capítulo 4 para el estudio del chorro Diesel durante la primera parte de la inyección-combustión, cuando la liberación de calor es prácticamente nula, de manera

que la estructura del chorro Diesel es similar a la que se da en un ambiente inerte. Tras un breve análisis comparativo de las diferencias entre el chorro gaseoso y el Diesel, se realiza un estudio del fenómeno de evaporación, que marca de forma clara la distinción entre un tipo de chorro y otro. Se completa el capítulo con un estudio del proceso de autoencendido desde un punto de vista del chorro inerte, intentando evaluar la influencia del proceso de mezcla en esta fase de la combustión. En ambos casos, la fuente de información principal para los razonamientos es la experimental a partir de técnicas de visualización y de medida de la señal de presión.

En el capítulo 7 se realiza una síntesis de los conceptos desarrollados en los capítulos anteriores 4, 5 y 6, aplicados en este caso a la descripción de la llama Diesel de difusión. Partiendo de esta base, se complementa dicha descripción mediante un estudio experimental que incluye aspectos no considerados con suficiente profundidad en los capítulos previos. En concreto, este estudio permite analizar el fenómeno del despegue de llama ('flame lift-off') así como la distribución espacial del hollín a partir del método de los dos colores, que además proporciona información acerca de la temperatura de la llama. Todos estos parámetros permiten establecer comparaciones con modelos de cálculo y/o sintetizar leyes de escalado. Este capítulo, junto con los anteriores, completa la descripción del proceso de inyección-combustión de un motor Diesel del tipo Heavy-Duty, objetivo principal de la tesis, estableciendo relaciones cuantitativas que permitirán en un paso posterior su acoplamiento a modelos de formación de emisiones.

Finalmente, el capítulo 8 sintetiza las conclusiones más importantes del presente trabajo, junto con las líneas directrices para la continuación del mismo.

Bibliografía

- [1] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [2] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [3] Ruiz S. *Estudio Teórico-Experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.* Tesis Doctoral, Departamento de

-
- Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [4] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [5] Palomares A. *Análisis de imágenes de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [6] Juliá J. E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por Láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [7] Armas O. *Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [8] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [9] Fenollosa C. *Aportación a la descripción fenomenológica del proceso de combustión por difusión Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

Capítulo 2

El proceso de combustión en un motor Diesel de inyección directa

Contenido

2.1	Introducción	11
2.2	Fases del proceso	13
2.3	Formación de la mezcla aire-combustible	15
2.3.1	Atomización	16
2.3.2	Evaporación	19
2.4	Fase de retraso al autoencendido	21
2.5	Fase de combustión premezclada	34
2.6	Fase de combustión por difusión. Estructura de la llama Diesel	42
2.6.1	Lift-off	49
2.7	Secuencia temporal de sucesos	55
2.8	Conclusiones	59
	Bibliografía	60

2.1 Introducción

En este capítulo se va a realizar una descripción actualizada del estado del conocimiento acerca de los procesos físicos principales que tienen lugar dentro de la cámara de combustión de un motor Diesel de inyección directa, gracias

a los cuales se libera la energía contenida en el combustible inyectado en la misma. El objetivo de esta descripción es introducir los conceptos sobre los cuales se fundamenta el trabajo posterior de esta tesis al efecto de alcanzar las metas presentadas en el capítulo 1. En este sentido, la revisión del conocimiento existente va a permitir identificar los mecanismos básicos que han de ser tenidos en cuenta en el análisis del proceso de combustión Diesel como etapa previa a todo modelado. Además, este conocimiento previo debe facilitar la interpretación de las imágenes obtenidas en los ensayos de visualización que se realicen, proporcionando herramientas conceptuales que permitan entender qué es lo que ha quedado registrado en dichas imágenes. En definitiva, la pregunta a la que se intenta responder en este capítulo es: *¿Cómo creemos en la actualidad que se produce el proceso de combustión de un chorro Diesel?*

Se va a insistir en el enfoque conceptual a la hora de describir los fenómenos físicos pues, como comenta Lapuerta [1], *desde un punto de vista puramente empírico el investigador utiliza modelos conceptuales del proceso que observa*. Dichos modelos conceptuales no son más que un primer paso (normalmente obligatorio) en el análisis. Las categorías mentales que se manejan durante su elaboración son a menudo únicamente descriptivas, cualitativas, pero permiten identificar los parámetros principales (las futuras variables) sobre los que deben asentarse los modelos de cálculo predictivos, que como también comenta Lapuerta, *cuantifican y organizan estos conceptos en forma de conjuntos de ecuaciones de forma manejable y resoluble por un ordenador*. Si bien el objetivo de muchos proyectos de investigación en el campo de las ciencias físicas consiste en la obtención de un modelo de cálculo para la predicción del fenómeno estudiado, debemos considerar que un buen modelo conceptual es una etapa necesaria previa a la cuantificación, y que necesariamente indica un grado de conocimiento avanzado en la materia. A este respecto y en el campo que aquí nos ocupa, Dec [2] indica que *un modelo preciso (del proceso de combustión Diesel) proporcionaría un marco de trabajo para interpretar medidas experimentales, guiar el desarrollo del modelado numérico y proporcionar a los diseñadores de motores una imagen mental que guíe su pensamiento*.

El capítulo se estructura de la siguiente manera: en primer lugar se presenta la definición tradicional de las fases del proceso de combustión Diesel. En base a esa distinción se articulan los apartados posteriores, dedicados a describir los fenómenos principales que ocurren en cada una de las fases de una forma más detallada. Por último, se vuelve a realizar una descripción global del proceso de combustión Diesel presentando una evolución cronológica que concatena todos los procesos físicos que sufre un chorro de combustible desde el instante en que comienza su inyección hasta el establecimiento de la reacción exotérmica autosustentada, momento en que el proceso de combustión llega a

un cierto periodo de estabilidad. El objetivo de este último apartado es dar de nuevo una visión global del proceso de inyección-combustión pero desde un punto de vista más centrado en la estructura del chorro-llama Diesel, como contraste a la descripción tradicional realizada al inicio del capítulo.

2.2 Fases del proceso

La forma probablemente más clásica de estudiar la evolución del proceso de combustión en motores Diesel es la comparación entre la evolución temporal de la masa de combustible inyectada por unidad de tiempo (*tasa² de inyección*) y la energía aparentemente liberada por el proceso de combustión por unidad de tiempo, calculada a partir de la medida de la presión en el cilindro (*tasa de liberación de calor o tasa de combustión³*). Este último cálculo está basado en la aplicación de la primera ley de la termodinámica al volumen encerrado en el cilindro en cada instante (sirva como por ejemplo el trabajo de Payri et al. [4]), representando la intensidad con que se libera la energía química que contiene el combustible, esto es, cómo de rápido se produce el proceso de combustión. En la figura 2.1 se puede observar una comparación entre ambas evoluciones temporales obtenidas experimentalmente en el motor de inyección directa con accesos endoscópicos descrito en el capítulo 3. Se suelen distinguir tres fases principales [3, 5, 6]:

- Se aprecia un primer intervalo de tiempo tras el inicio del proceso de inyección (instante en que la tasa de inyección crece por encima de cero) durante el cual aparentemente no hay liberación de calor importante (esta afirmación se matizará en el apartado 2.4). En este espacio de tiempo el chorro se mezcla con el aire gracias a la sucesión de todos los procesos físicos que se describen en el apartado 2.3 (atomización, englobamiento de aire y evaporación). Puesto que la atmósfera dentro de la cámara de combustión contiene oxígeno, la mezcla aire-combustible formada no es estable, y en el seno de la misma comienzan a darse prerreacciones químicas de baja intensidad que producen la rotura de las moléculas de combustible en cadenas de hidrocarburos más cortas

²En todo este documento se emplea la palabra ‘tasa’ de una variable (masa inyectada, temperatura, liberación de calor, . . .) para referirse a la derivada temporal de dicha variable.

³Como indica Molina [3], el término *calor liberado* es incorrecto desde el punto de vista termodinámico, pues el calor es por definición energía en tránsito. Sin embargo, es tradición en la literatura de motores emplear esta denominación, por lo que se recurrirá a ella a lo largo de esta tesis.

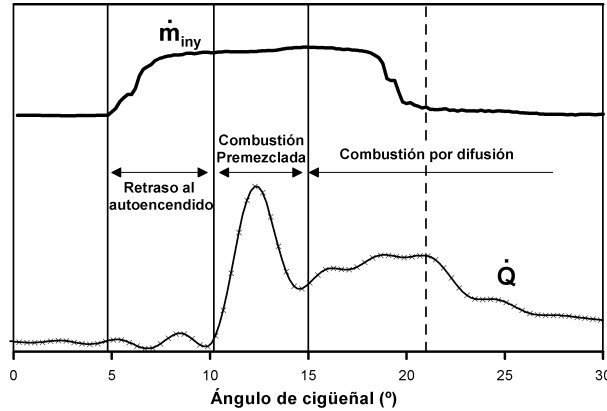


Figura 2.1: Definición de las fases de la combustión a partir de la comparación entre las tasas de inyección de combustible (curva superior) y la de liberación de calor (curva inferior).

así como la formación de radicales libres⁴ que van a culminar en el autoencendido espontáneo de la mezcla, esto es, la aparición de una zona de reacción altamente exotérmica en el chorro (apartado 2.4) que define el inicio de la combustión. Dicho proceso se manifiesta en la gráfica anterior mediante un crecimiento súbito de la ley de liberación de calor, completándose con ello la primera fase de la combustión, que usualmente se denomina *fase de retraso al autoencendido*, aunque aquí se usará *fase de retraso* por razones de brevedad. Molina [3] indica que en las condiciones de motor similares a las que se manejan en esta tesis, la duración de la fase de retraso (el llamado *tiempo de retraso*, τ_{delay}) es de unos 0.5 ms, valor que depende obviamente de las condiciones operativas del motor.

- Una vez comienza la liberación apreciable de calor, se distinguen dos fases más. La primera tiene carácter transitorio en el tipo de motor que aquí se va a analizar⁵ y se suele denominar *fase de combustión premezclada* (apartado 2.5). En ella se quema todo el combustible que, debido al proceso de mezcla que ha tenido lugar durante la fase anterior, está dentro de los límites de inflamabilidad pero todavía no ha podido reaccionar debido a que los procesos químicos no habían llegado a las condiciones necesarias para el autoencendido⁶. La combustión de toda

⁴Sustancias intermedias inestables altamente reactivas.

⁵En motores Diesel rápidos esta segunda etapa suele ocupar una gran parte de la duración total del proceso de combustión.

⁶Un fenómeno parecido lo habremos experimentado alguna vez cuando en un fogón de

esta mezcla acumulada hace que la energía se libere con una tasa bastante elevada, originando el primer máximo característico de la curva de liberación de calor. La duración de esta fase se suele definir desde el inicio de combustión hasta el primer mínimo de la curva de liberación de calor y, como se verá, es del mismo orden del tiempo de retraso.

- Cuando la masa mezclada durante la fase de retraso se quema completamente, la liberación de calor prosigue con una tasa más baja correspondiente a la llamada *fase de combustión por difusión* (apartado 2.6). Aquí se suele admitir [5, 7] que el calor se libera en la medida en que se va produciendo la mezcla entre aire y combustible (de hecho, muchos autores usan la denominación de *fase de combustión controlada por mezcla*). Mientras dura la inyección, este proceso de mezcla está controlado por la cantidad de movimiento que introduce el chorro en la cámara de combustión. La estructura de la llama⁷ alcanza un periodo de cuasi-estacionariedad⁸, que se mantiene en tanto en cuanto se siga inyectando combustible. En el momento en que el proceso de inyección llega al final se observa una caída de la tasa de liberación de calor al empeorar el proceso de mezcla debido a la ausencia de la energía cinética turbulenta generada por la cantidad de movimiento del chorro. La estructura de la llama toma una forma bastante más aleatoria, y la combustión va perdiendo intensidad hasta que termina normalmente durante la carrera de expansión del pistón.

2.3 Formación de la mezcla aire-combustible

Durante la primera parte de la fase de retraso al autoencendido, el chorro de combustible líquido penetra en el seno de una atmósfera con la que, en primera instancia, se va a mezclar. Los procesos que van a tener lugar para la realización del proceso de mezcla son similares a los que ocurrirían con chorros inyectados en atmósferas de gases inertes, esto es, un proceso de

cocina hemos abierto el gas y hemos tardado un tiempo en emplear la cerilla o el encendedor para prender la llama, con lo que se produce un pequeño fogonazo por la combustión rápida de la mezcla preparada desde que abrimos la llave del gas hasta el momento del encendido.

⁷En este documento se va a hablar indistintamente de ‘llama’ o de ‘zona de reacción’, aunque estrictamente el término más acertado es este último, puesto que la palabra ‘llama’ suele designar más bien la zona de reacción luminosa visible.

⁸Los cambios en los factores controlantes de la estructura de llama son muy lentos frente a la rapidez con la que se reorganiza la misma frente a estos cambios, con lo cual en un instante dado ésta puede ser considerada como estacionaria.

intercambio de propiedades de carácter puramente físico, a no ser por la presencia de oxígeno que hace que la mezcla resultante sea reactiva, incorporando el fenómeno químico al proceso. Debido a la conveniencia de analizar por separado ambos aspectos físicos y químicos, tradicionalmente se ha recurrido al estudio de chorros en atmósferas no reactivas para analizar los fenómenos físicos básicos del proceso de mezcla, que son los que se presentan en este apartado.

Si además se va un paso más allá en la simplificación y se asume que no existe diferencia de temperatura entre el combustible inyectado y el ambiente (supuestamente inerte) en que éste se inyecta, no aparecería el fenómeno de evaporación del combustible líquido. El comportamiento del chorro durante el proceso de mezcla sería el descrito en las tesis doctorales de Correas [8], Arrègle [9], Ruiz [10] o López [11], esto es, un chorro de combustible líquido isoterma en ambiente no reactivo. En todos estos trabajos se realizan revisiones y estudios bastante exhaustivos de los fenómenos físicos de mezcla, por lo que aquí simplemente se va a recordar una serie de nociones que sean útiles a la hora de explicar el comportamiento del chorro bajo las condiciones reales de motor, principalmente en lo que respecta al proceso físico de atomización del chorro líquido. Posteriormente se analiza el fenómeno de la evaporación del combustible, que distingue de forma importante el estudio del chorro líquido Diesel del chorro gaseoso al introducir los efectos térmicos en el comportamiento del chorro. Con todos estos procesos se completa la descripción de la física de mezcla del chorro Diesel durante la fase inicial del proceso de inyección, en la que la liberación de calor no ha producido cambios importantes en el comportamiento del chorro respecto al que tendría en un ambiente inerte.

2.3.1 Atomización

El primer fenómeno que tiene lugar tras la descarga del chorro Diesel por la tobera⁹ es la atomización de la vena líquida, la cual deja de formar un medio continuo para pasar a romperse en gotas de diverso tamaño. Con ello aumenta la superficie de contacto existente entre el aire y el combustible, favoreciendo los procesos físicos que van a condicionar la formación de la mezcla entre ambos (englobamiento de aire y evaporación).

Como resume Heywood en uno de los capítulos de su libro [5], el fenómeno de la atomización ha sido ampliamente estudiado para el caso de chorros Diesel,

⁹Se deja aquí de lado el estudio del flujo interno en la tobera y, como consecuencia del mismo, el proceso de cavitación, que como indican trabajos muy recientes [12] puede tener una gran incidencia en el proceso de mezcla inicial.

tanto desde un punto de vista experimental como de modelado teórico. Los análisis se han centrado en los mecanismos que controlan la disgregación y también la coalescencia de las gotas (interacción aerodinámica, cavitación, inestabilidades generadas por la turbulencia...), a través del estudio de las distribuciones de tamaños y velocidades de las mismas. Por otra parte, la relación entre el ángulo de apertura del chorro y las diversas condiciones de contorno del problema ha sido otro de los campos de estudio del problema de la atomización.

En los chorros líquidos en régimen turbulento, entre los cuales se encontraría el chorro Diesel de inyección directa, el proceso de atomización se completa a partir de una determinada distancia axial respecto al orificio de salida del combustible que depende mucho del tipo de problema (tipo de combustible y de ambiente, velocidad de salida, condiciones de densidad de ambas fases, geometría de la tobera...), distinguiéndose por ello diversos regímenes de atomización. A partir de esa distancia, la vena líquida continua que se descarga por el orificio del inyector desaparece, y se tiene únicamente gotas rodeadas por el gas englobado. Esta distancia es denominada usualmente *longitud líquida* o también *longitud intacta*¹⁰, preferiéndose aquí este último término para evitar confusiones con la longitud máxima que alcanza la fase líquida cuando se trata de chorros inyectados en ambientes evaporativos, como ocurre en condiciones de motor.

De entre los trabajos anteriores a esta tesis, el estudio de Arrègle [9], de corte experimental, concluye que bajo las condiciones actuales empleadas en el diseño de motores Diesel de inyección directa, los chorros en condiciones no reactivas y no evaporativas se encuentran siempre en un único régimen de atomización, el llamado ‘régimen de atomización completa’, en el que la longitud intacta resulta ser independiente de la velocidad de salida del combustible y del tamaño de las gotas, y es del mismo orden que el diámetro del orificio de salida de la tobera. Ello asegura que los mecanismos físicos de disgregación de la vena líquida sean los mismos en todas las condiciones de operación. La revisión bibliográfica realizada por Correas acerca de este tema [8] indica que no hay acuerdo entre las diversas fuentes acerca del valor final de esta longitud en condiciones de motor. Se acepta en todos los casos que la relación de densidades entre el chorro y el ambiente es el parámetro controlante, pero la cuantificación de la influencia final de la misma depende de la fuente consultada.

Una muestra reciente de estudio sobre el proceso de atomización la constituye el trabajo de Hattori et al. [13]. Los autores presentan una serie de

¹⁰En inglés, ‘break-up length’.

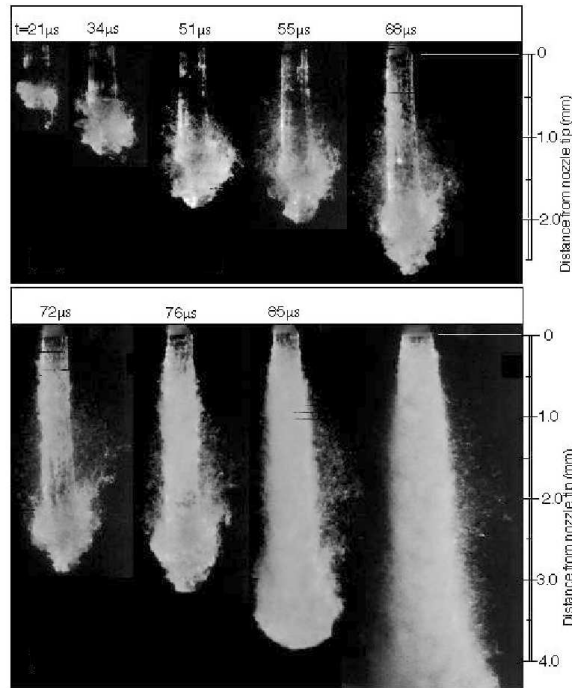


Figura 2.2: Proceso de atomización de un chorro líquido isoterma inyectado en una atmósfera de nitrógeno. Presión del nitrógeno 30 bar. Presión de inyección 320 bar. Diámetro de orificio 0.3 mm. Técnica empleada: dispersión Rayleigh mediante lámina láser. Fuente: Hattori et al. [13].

imágenes del desarrollo inicial de un chorro Diesel en condiciones isoterma que muestran cómo se va formando la zona de atomización completa a partir de un chorro inicialmente continuo (figura 2.2). La longitud intacta va creciendo inicialmente hasta un instante del orden de $70 \mu s$ tras el inicio de la inyección en que toma un valor máximo de 2 mm (diámetro geométrico 0.3 mm , densidad ambiente 30 kg/m^3). A partir de ese instante, la zona intacta del chorro líquido va desintegrándose rápidamente, reduciéndose la longitud intacta hasta un valor prácticamente nulo. El estudio se repite para una densidad ambiente menor (11 kg/m^3), observándose un comportamiento similar del chorro.

A pesar de una posible falta de acuerdo en cuanto aspectos puntuales, la mayoría de los estudios coinciden en postulados generales que indican que bajo las condiciones de motor, el chorro va a estar formado por una mezcla en la cual hay una fase líquida totalmente disgregada casi desde la salida del orificio. De hecho, Smallwood y Gülder [14] apuntan en una revisión bastante reciente que el estado de conocimiento actual indica que la longitud intacta es de unos

pocos diámetros de tobera. Para ello citan trabajos de diversos autores con técnicas experimentales diferentes en los cuales, o bien no se observa longitud intacta alguna, estando el chorro totalmente atomizado desde la salida, o bien esta longitud es de 1–3 diámetros de tobera. Por su parte, Levy et al. [15] realizan una serie de simulaciones numéricas llegando a la conclusión de que se puede prescindir del costoso (en términos de computación) modelado de los mecanismos que llevan a la atomización completa del chorro y que sin embargo se realiza una correcta predicción de los resultados experimentales a partir de la longitud intacta. Para ello los autores eligen como condición de contorno a la salida de la tobera una vena líquida totalmente atomizada, con un diámetro medio de Sauter y una velocidad extrapolada a partir de medidas experimentales.

Todo lo anterior parece llevar a una conclusión importante para el análisis posterior del chorro Diesel en condiciones usuales de motor: *la atomización se completa tan rápidamente y las gotas que se forman son tan pequeñas (orden de magnitud de pocos μm) que se alcanza inmediatamente el equilibrio dinámico de las mismas con la corriente de aire que las envuelve. Ello va a implicar que la mezcla alcance localmente un equilibrio entre fases, tanto térmico como de velocidad. No hay apenas velocidad relativa o de deslizamiento entre sustancias, y en consecuencia la mezcla se puede caracterizar por una velocidad única, la composición local y sus condiciones termodinámicas.* Estas circunstancias simplifican el comportamiento del chorro Diesel y lo asemejan al de un chorro de gas, con lo que la influencia del proceso de atomización sobre el posterior proceso de combustión parece que es limitada. Esta simplificación ha servido de base en trabajos sobre chorro Diesel isoterma precedentes a esta tesis doctoral, y va a ser asumida también aquí para plantear el análisis simplificado del chorro Diesel a partir del chorro gaseoso, tanto en condiciones inertes como reactivas.

2.3.2 Evaporación

Si bien el fenómeno de atomización completa no impide un mismo tratamiento del chorro Diesel y del chorro gaseoso, el proceso físico de evaporación debería diferenciar ambos tipos de chorro, puesto que se da únicamente en el primero de ellos. Las gotas de combustible, una vez disgregadas del núcleo intacto del chorro, están rodeados de un gas a una temperatura elevada con el que intercambian energía. Este intercambio produce un aumento de la temperatura de la gota y, por tanto, de su presión de vapor, con lo que se incrementa la cantidad de combustible que pasa a la fase gaseosa. Este fenómeno de evaporación va disminuyendo progresivamente el tamaño de gota hasta hacerla

desaparecer.

Es un hecho ya establecido a partir de multitud de fuentes experimentales (Browne et al. [16], Kamimoto et al. [17], Hodges et al. [18], Bower y Foster [19], Espey y Dec [20], Siebers [21, 22], Juliá [23] y Martínez [24] entre otros) que, mientras que en los primeros instantes de la inyección la fase líquida llega hasta el frente del chorro, a partir de una cierta distancia, que denominaremos *longitud líquida máxima*¹¹, dicha fase no supera un cierto límite. De esta forma, cuando las gotas superan esta distancia desaparecen y únicamente hay combustible en fase vapor, en consonancia con la descripción anterior. Además, Espey y Dec [20] concluyen de una serie de estudios experimentales que la fuente de energía para la evaporación es precisamente el aire caliente englobado por el chorro, y no la energía liberada por la combustión, puesto que en la mayoría de los casos ya existe una longitud líquida máxima estable previamente al inicio de la combustión.

De acuerdo a los resultados experimentales anteriores, sobre esta longitud líquida máxima influyen las condiciones de contorno en las cuales evoluciona el chorro, en concreto el diámetro de tobera [16, 21, 24], la temperatura y densidad en cámara [16, 17, 20–22, 24] y la volatilidad y características del combustible empleado [16, 20, 21, 25]. En cambio la presión de inyección [17, 21, 22, 24, 26] no parece ejercer una influencia elevada sobre la longitud líquida máxima. Estas dependencias llevan a Siebers [21] a la conclusión de que el proceso de evaporación en las condiciones de motor está *controlado por mezcla*. Este término se usa para indicar que las gotas de combustible se evaporan en la medida en la que el ambiente que las rodea les proporciona la entalpía necesaria mediante la mezcla turbulenta. En contraposición, el otro proceso físico importante en la evaporación de las gotas, el de *difusión* de masa, cantidad de movimiento y energía entre la fase líquida y el ambiente que la rodea no parece tener un papel tan limitante. Las tasas de transporte local de masa, momento y energía entre las fases presentes en un punto son rápidas comparadas con el proceso de mezcla turbulenta¹². Ello refuerza la hipótesis de que en un punto del chorro en condiciones de evaporación existe un equilibrio térmico entre las especies presentes. Además, la entalpía que permite evaporar el combustible procede del englobamiento de aire por parte del chorro, por lo que el proceso de evaporación está claramente vinculado al de englobamiento de aire. Estos dos últimos aspectos hacen que el proceso

¹¹En ocasiones se usará simplemente ‘longitud líquida’.

¹²A pesar de que la regla general es el control por mezcla, pueden darse condiciones de funcionamiento en las que sí que haya un control por difusión, como en el caso de combustibles de baja volatilidad o alta viscosidad, a presiones de inyección muy reducidas o durante el arranque y calentamiento del motor.

de evaporación pueda ser tratado de forma sencilla: la longitud líquida se alcanzará en el punto en el que la entalpía (masa) englobada por el chorro sea suficiente para evaporar todo el combustible. Así pues, el hecho de que el chorro líquido se evapore no supone más que el que se alcance una determinada proporción combustible–aire.

Estas hipótesis de control por mezcla permiten a Siebers plantear una ley de escalado [22] que explique las tendencias experimentales de la longitud líquida. Así, con simples razonamientos procedentes de la teoría de chorros gaseosos se pueden analizar estos cambios. La evaporación se reduce, pues, a alcanzar un cierto grado de mezcla entre el aire y el combustible. En el apartado 6.2 se extiende este concepto para el análisis de las propiedades del chorro en el interior de la parte del mismo en la que coexisten la fase líquida y vapor.

En conclusión, el estado del conocimiento actual indica que el proceso de evaporación, a pesar de darse únicamente en el chorro Diesel, no establece diferencias importantes entre éste y el chorro gaseoso en cuanto a que en definitiva se trata de un fenómeno global de mezcla entre aire y combustible. Ello se puede deducir del control por mezcla que se da, según resultados experimentales contrastados con leyes de escalado teóricas, en este tipo de chorro en las condiciones actuales de operación de los motores (capítulo 1). Las condiciones locales en el interior del chorro van a depender de la tasa de mezcla entre combustible y aire, al igual que ocurre entre el chorro gaseoso, y no de los fenómenos locales a nivel de gota.

2.4 Fase de retraso al autoencendido

Si el ambiente en el que se inyecta el combustible careciera de oxígeno (ambiente inerte), los fenómenos importantes en la evolución del chorro ya habrían quedado descritos con la información proporcionada por los apartados anteriores. Sin embargo, el objetivo final de un motor es el de quemar el combustible para producir trabajo, y para ello se requiere la presencia de oxígeno en el gas admitido. Como consecuencia, la mezcla aire-combustible que se forma según los procesos antes descritos no es estable, y entra en reacción (se autoinflama) cuando ha transcurrido un cierto tiempo desde el inicio del proceso de inyección. Las reacciones que conducen a la liberación de calor aparecen inicialmente en aquellas ubicaciones del chorro en las que se ha formado una mezcla aire-combustible con unas condiciones de temperatura y composición suficientes para el inicio de la reacción química. Con ello puede tener lugar el desarrollo de las especies intermedias activas y la liberación

de energía que va a llevar al establecimiento de la reacción de oxidación en el chorro. Esta liberación de calor influye decisivamente en las condiciones termodinámicas locales del chorro, actuando a su vez sobre el proceso físico de mezcla que es simultáneo con el desarrollo de las reacciones químicas. Los aspectos físicos y químicos del proceso de combustión quedan, pues, acoplados desde un principio.

Estudios generales del autoencendido

El fenómeno del autoencendido, ya sea de mezclas aire-combustible o simplemente de gotas o chorros de combustible en el seno de una atmósfera reactiva es uno de los problemas clásicos de la ciencia de la combustión. La cantidad de literatura dedicada a este aspecto es importante, tanto desde un punto de vista básico como aplicado al problema del autoencendido en motores de encendido provocado o en motores de encendido por compresión. Las ideas principales aplicables a este último caso aparecen en las revisiones acerca del tema realizadas por Heywood [5], Kamimoto y Kobayashi [27] o por Aggarwal [28], quedando resumidas por Heywood [5], que indica que *sobre la fase de retraso influyen fenómenos físicos y químicos bastante complejos. La importancia relativa de cada uno de ellos depende de las condiciones ambientales, de las propiedades del combustible y de cómo se produce la mezcla aire-combustible.*

La variedad de técnicas experimentales empleadas para investigar este proceso de autoencendido produce también una variedad de criterios a la hora de definir lo que se entiende como inicio del proceso de combustión, y con ello, el final de la fase de retraso en el caso de una combustión Diesel. Así, hay estudios en los cuales se mide la presión y temperatura en un entorno controlado en el que, bien hay mezclas homogéneas, bien se inyecta un chorro de combustible. En ellos, se suele definir el inicio del proceso de combustión como un cambio en la tendencia de la presión o la temperatura o, a partir del estudio de la tasa de liberación de calor, como el punto en que esta variable comienza a crecer o se hace positiva¹³. Por otra parte, en los llamados estudios de muestreo químico¹⁴ se extraen cantidades controladas de gases de la cámara de combustión, realizándose el análisis químico posterior, con lo que se puede hacer el seguimiento de las especies que toman parte en la reacción. Con esta técnica se suele indicar el inicio de la combustión mediante la aparición de alguna especie química característica. Por último, los estudios con

¹³Este sería el criterio empleado para definir la fase de retraso en la figura 2.4.

¹⁴En terminología inglesa, 'Sampling'.

aplicación de técnicas ópticas son un buen ejemplo de cómo los criterios de definición pueden ir cambiando con la evolución de la técnica. En sus comienzos, dichos estudios consistían únicamente en la medida de la radiación de lo que se entendía como llama, cuyo inicio se detectaba siempre tras el inicio de combustión termodinámico obtenido a partir de la señal de presión. Con la mejora de la sensibilidad de los instrumentos empleados, se ha observado que también anteriormente a este inicio aparente de combustión existe una radiación de baja intensidad. El estudio de Edwards et al. [29] comenta la diferencia entre los criterios para fijar el inicio según se tomaran imágenes con cámara rápida o se midiera la radiación con un fotodiodo (más sensible). Esta luminosidad de baja intensidad aparece incluso antes del inicio de combustión que se definiría mediante una curva de liberación de calor típica como la mostrada en la figura 2.1. Con todo lo anterior queda claro que *la definición del inicio de la combustión depende de la técnica empleada y de su sensibilidad.*

En muchos de los trabajos experimentales publicados, el análisis de la fase de autoencendido se basa en la obtención de una dependencia empírica más o menos directa del tiempo de retraso medido con respecto a las variables relevantes en el experimento. Dichas variables suelen ser siempre las condiciones termodinámicas del aire al inicio de la inyección (presión y temperatura, principalmente), añadiéndose en algunos casos el dosado o la concentración de oxígeno, el número de cetano del combustible y/o el régimen de giro del motor. En pocos casos, como los de Pischinger [30] y Molina [3], se incluye también la presión de inyección en la dependencia del tiempo de retraso.

Como resultado de estos trabajos experimentales se obtiene una parametrización del tiempo de retraso (τ_{delay}) en función de dichas variables mediante expresiones sencillas que son aplicables de manera limitada para la predicción en otras condiciones de ensayo. En la literatura se suelen presentar dos tipos principales de expresiones:

- El primer tipo hace depender de manera explícita el tiempo de retraso de las variables que se suponen que lo controlan. Plee y Ahmad [7] y más recientemente Schihl [31] y Aggarwal [28] presentan pequeñas recapitulaciones de este tipo de funciones empíricas. Un caso usual suele ser una dependencia del tipo Arrhenius:

$$\tau_{delay} = a \exp \left[\frac{E}{RT} \right] P^b$$

donde a , E , y b se ajustan empíricamente, considerando que únicamente las condiciones termodinámicas del aire (presión P y temperatura T) son

importantes para caracterizar el tiempo de retraso. Expresiones similares pueden incluir las otras variables antes comentadas (velocidad de giro del motor, dosado, ...) con constantes que se calculan mediante regresiones estadísticas. Schihl comenta que estas expresiones son más adecuadas para tiempos de retraso muy cortos, durante los que ni la presión ni la temperatura cambien demasiado. A pesar de su simplicidad, estas expresiones se han usado incluso en códigos CFD para simular el tiempo de retraso (por ejemplo en [32]).

- El otro tipo de dependencia se puede emplear tanto para tiempos de retraso cortos como largos, puesto que tiene en cuenta las variaciones que puede haber durante el tiempo de retraso en las condiciones instantáneas en cámara. Para ello se adopta el trabajo del Livengood y Wu [33] como referencia, donde se calcula el tiempo de retraso τ_{delay} a partir de la expresión integral:

$$\int_{t_{SOI}}^{t_{SOI}+\tau_{delay}} \frac{dt}{\tau(t)} = 1$$

donde t_{SOI} representa el instante de inicio de inyección y $\tau(t)$ corresponde al tiempo de retraso que se obtendría si durante toda esta primera fase de la combustión se dieran condiciones constantes en cámara e iguales a las que hay en el instante t . La expresión se basa en la suposición de que la tasa total de producción de compuestos activos durante la fase de retraso depende únicamente de las condiciones instantáneas y que su efecto sobre el tiempo de retraso es acumulativo. Ejemplos de este punto de vista aparecen en los trabajos de Belardini et al. [34] o Imanishi et al. [35].

Todas estas expresiones son útiles fundamentalmente por su sencillez pero, como indica Schihl [31], *ninguna correlación ha podido predecir el periodo de retraso para cualquier motor Diesel genérico funcionando en cualesquiera condiciones genéricas de velocidad y carga*. Además, el análisis adoptado no permite dar la descripción razonada de los procesos que ocurren durante ese tiempo de retraso. Por esta razón, aparte de estos estudios experimentales con ecuaciones semiempíricas, el estudio del problema del autoencendido ha llevado a realizar un gran esfuerzo en el modelado de la cinética de las reacciones controlantes de este proceso. El objetivo de estas investigaciones no es únicamente obtener la predicción del tiempo de retraso, que es una magnitud final, que define el proceso de autoencendido de manera integral, sino más bien la predicción del estado de la mezcla durante todo este intervalo

temporal. Conocida la evolución de las condiciones termodinámicas y de concentración de los diferentes radicales a lo largo del tiempo, se puede definir un tiempo de retraso en el momento en que la reacción comienza a ser fuertemente exotérmica.

El trabajo fundamental al respecto ha consistido en definir los mecanismos de reacción principales para el autoencendido de mezclas homogéneas. Se trata por tanto de simplificar el problema, que resulta ser muy complejo para mezclas heterogéneas como las que se dan bajo condiciones Diesel, llevándolo a condiciones ideales en las cuales se supone que los únicos cambios en la composición se deben a las reacciones químicas y no al proceso de mezcla del chorro penetrando en la cámara de combustión. Además, se trabaja con combustibles de composición y propiedades conocidas, como simplificación del combustible Diesel real, que es una mezcla compleja y normalmente mal definida de muchos compuestos puros. Ejemplos de estos estudios interesantes para el caso de la combustión Diesel son los de Curran et al., que han conseguido modelar de forma detallada el proceso de autoencendido de los combustibles de referencia n-heptano [36] e iso-octano [37], o los de Kojima sobre el n-Butano [38]. En todos estos casos el proceso de autoencendido sigue lo que se conoce como una *autoignición en dos etapas*, característico de los combustibles hidrocarburos. En ella, hay una primera fase de reacción *a baja temperatura* (en general, cuando la temperatura está por debajo de un valor característico) en la cual se consume combustible mediante reacciones de rotura de cadena que forman radicales libres con una tasa de reacción relativamente baja. La mezcla va aumentando de temperatura debido a la liberación de calor, de manera que al sobrepasar otro valor característico de temperatura se entra en la etapa de reacción *a alta temperatura*. El proceso se vuelve fuertemente exotérmico y se eleva la temperatura de la mezcla de forma muy rápida, desplazándose todas las reacciones hacia los productos finales de la combustión. Un orden de magnitud de los valores característicos de temperatura que definen el límite entre la etapa de autoencendido a baja temperatura y a alta temperatura sería de 750 K y 900 K , respectivamente. Estos valores son aproximados, y dependen de las condiciones de contorno del caso concreto (presión, temperatura, dosado de la mezcla).

Flynn et al. [39] muestran una aplicación sencilla de este modelado cinético al análisis del proceso de autoencendido en condiciones de motor. En la figura 2.3 se representa la evolución temporal resultado de una mezcla de n-heptano y aire a presión constante de 83 bar con dosado relativo 4.0 y temperatura inicial 900 K . Estas condiciones serían características de la zona de autoencendido del chorro en condiciones motor a media carga (densidad del aire 32.6 kg/m^3). La parte superior del diagrama muestra la evolución

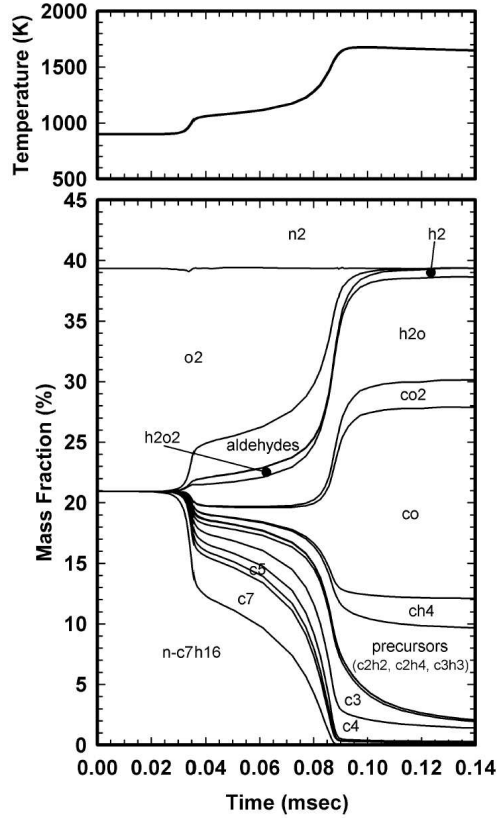


Figura 2.3: Simulación del proceso de autoencendido de una mezcla de *n*-heptano y aire con un dosado relativo de 4 y condiciones termodinámicas iniciales de 83 bar y 900 K. Fuente: Flynn et al. [39].

de la temperatura de la mezcla, mientras que la inferior correspondería a la evolución de la fracción másica de las especies que en cada instante hay en la mezcla, con una representación acumulada, de forma que la cantidad de una especie es la distancia entre las curvas límite superior e inferior de la zona que contiene a dicha especie. Hay una distinción clara entre las etapas de baja temperatura (hasta 0.06 ms aproximadamente) y la de alta temperatura. En la primera dominan las reacciones de producción de radicales intermedios y la tasa de consumo de combustible no es demasiado elevada, observándose que las fracciones másicas de oxígeno y *n*-heptano no disminuyen de forma rápida hasta el final de esta zona. En la segunda etapa las reacciones están desplazadas hacia productos finales, desapareciendo totalmente el oxígeno y el *n*-heptano y quedando, además de los productos básicos de la combustión del hidrocarburo (CO_2 , H_2O) una serie de productos debido a la combustión

incompleta (CO , H_2 y una serie de compuestos agrupados como *precursores de hollín* y diversas especies con 3 y 4 átomos de carbono).

El autoencendido en condiciones Diesel. Fases

Los mecanismos químicos que se acaban de explicar se han estudiado para el caso de combustión en mezclas homogéneas, como en el caso del autoencendido en los motores de encendido provocado. La utilidad de los conceptos anteriores reside en el hecho de que en diversos trabajos experimentales de análisis de la combustión en condiciones Diesel (Hurns y Hughes [40], Dec y Espey [41, 42], Higgins et al. [43], Kamimoto [44]) también se han descrito una serie de fenómenos análogos a los observados en mezclas homogéneas. El análisis del inicio del proceso de combustión indica una etapa de reacción de baja intensidad previa al inicio de la liberación de calor principal. Así por ejemplo, en unos casos [40], esta reacción de baja intensidad se manifiesta en un aumento de la presión en la cámara de combustión casi imperceptible antes del gran salto de presiones que se da durante la fase de premezclada¹⁵, lo que indica la existencia de una liberación de calor previa a ese intervalo de tiempo. Este hecho pone en entredicho la definición que se había dado en el apartado 2.2 de los límites de la fase de retraso pues, por ejemplo, este efecto no se observa en la tasa de liberación de calor mostrada en 2.1. En el caso de los estudios de visualización del proceso de combustión [41, 43], se constata además que tras el inicio de inyección existe una zona del chorro bastante definida en la cual hay una radiación de intensidad reducida que solamente se puede apreciar con cámaras de elevada sensibilidad. Al cabo de un cierto tiempo, la radiación luminosa crece de forma súbita en varios órdenes de magnitud como consecuencia de la aparición del hollín incandescente¹⁶. Esta última radiación domina de tal forma la zona de reacción que ya prácticamente no es posible reconocer la radiación inicial de baja intensidad en el resto del proceso de combustión. Más aún, Higgins et al. [43] muestran que, en una cámara de combustión a volumen constante y con un único chorro de combustible, la aparición de la radiación de baja intensidad es simultánea con el incremento inicial de la presión antes de la fase de combustión premezclada. Por tanto, se pueden definir aquí también dos fases en el inicio del proceso de combustión que en este caso son reconocibles como dos tipos de radiación diferentes. Dec y Espey [41] indican que en el rango de condiciones exploradas la radiación

¹⁵Higgins et al. también indican que el filtrado de la señal de presión puede influir de manera decisiva para que no se detecte este aumento de presión inicial.

¹⁶Las mediciones indican que su distribución espectral es similar a la un cuerpo negro, esto es, su origen es térmico. De ahí que se considere originada por el hollín incandescente.

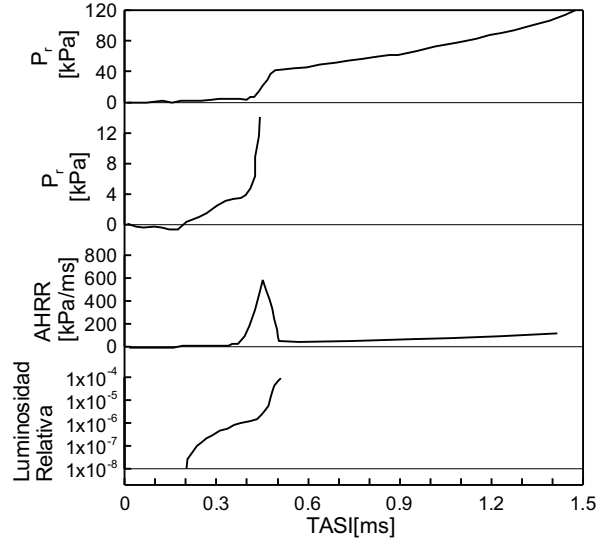


Figura 2.4: Evolución de la presión (las dos gráficas superiores) la tasa de liberación de calor aparente (tercera) y la luminosidad relativa (gráfica inferior) instantáneas medidas durante el autoencendido de un chorro Diesel en una cámara de volumen constante. TASI representa el tiempo transcurrido desde el inicio de la inyección. Las condiciones del aire son 1000 K y 14.8 kg/m^3 . Las dos gráficas superiores representan la misma variable pero con diferentes escalas, con el fin de poder apreciar las fases de autoencendido a baja y alta temperatura. Fuente: Higgins et al. [43].

de baja intensidad progresa hasta alcanzar aproximadamente los mismos niveles de intensidad, sugiriendo que las reacciones de baja temperatura deben proceder hasta un cierto punto antes de pasar a la alta temperatura.

En línea con las descripciones anteriores de modelado cinético y de resultados experimentales, Higgins et al. [43] han considerado que el proceso de autoignición para un chorro Diesel se puede considerar constituido por tres fases sucesivas. Las dos primeras fases comprenden lo que en la descripción de las fases de la combustión del apartado 2.2 se denominaba fase de retraso al autoencendido, y no hacen más que clasificar en base temporal la influencia de los fenómenos físicos y químicos comentados por Heywood anteriormente. La tercera fase se corresponde a la fase de combustión premezclada, de la cual se hablará con más detalle en el próximo apartado.

Se va a emplear la figura 2.4 procedente de dicho trabajo para describir estas tres etapas. En ella se representan resultados de un ensayo realizado en una cámara de combustión de volumen constante inyectando combustible a una presión de inyección de 1400 bar por una tobera con un solo orificio de

diámetro 0.246 mm , con una densidad y temperatura en cámara de 14.8 kg/m^3 y 1000 K , respectivamente. Las cuatro gráficas representan la evolución temporal desde el inicio de inyección de la presión en la cámara (ΔP_r), la derivada temporal de la presión en cámara (AHRR¹⁷) y la luminosidad relativa medida con un fotomultiplicador. Las dos primeras gráficas representan la misma variable (ΔP_r), pero en la segunda se ha ampliado la escala vertical con el fin de poder apreciar mejor la evolución de esta señal durante el inicio de combustión. Las tres etapas definidas son:

I. Periodo de inducción física: Se extiende desde el inicio de la inyección (0 ms) hasta el instante en que se mediría el incremento de presión o la aparición de la radiación de baja intensidad (0.2 ms)¹⁸. En esta fase discurren todos los procesos de preparación de la mezcla comentados en el apartado 2.3 (atomización del chorro líquido, englobamiento de aire caliente y evaporación). Como consecuencia de los mismos, las moléculas de combustible van diluyéndose en cantidades cada vez mayores de aire y su temperatura va aumentando, hasta llegar a valores que permiten iniciar las reacciones químicas. Este inicio de reacción marcaría el final de la fase de inducción física, lo cual no quiere decir que los fenómenos físicos dejen de importar. De hecho, estos fenómenos físicos marcan la diferencia entre los procesos que ocurren en el autoencendido de una mezcla homogénea y los que aparecen en un chorro: en el primer caso, la fase de inducción física no existe, pues el proceso de mezcla ya está terminado, mientras que para chorros, la composición local de la mezcla puede ir evolucionando debido tanto a la reacción química como al proceso físico de dilución del combustible en aire.

II. Primera etapa de ignición: Esta fase discurre desde la aparición del primer aumento de presión en la cámara (aproximadamente 0.2 ms) hasta la liberación de calor rápida, esto es, hasta el inicio de lo que tradicionalmente se entiende por fase de la combustión premezclada, que sobre la figura 2.4 se corresponde con el inicio de la subida rápida de la curva de gradiente de presiones (0.4 ms). Durante este intervalo de tiempo se produce la fase del autoencendido *a baja temperatura*, con los fenómenos de rotura de cadena y de aparición de radicales antes comentados. También surge, simultánea con el aumento de presión, una radiación de baja intensidad cuya evolución aparece en la figura 2.4. Dicha radiación se

¹⁷En un volumen de control cerrado rígido y adiabático, la derivada de la señal de presión se corresponde con la tasa de absorción/cesión de calor instantánea.

¹⁸Higgins comenta que la detección exacta del final de esta fase depende de la sensibilidad de la técnica de diagnóstico empleada.

corresponde con el fenómeno de la *quimiluminiscencia*, en el que ciertas moléculas de la mezcla son elevadas a un estado excitado debido a las reacciones químicas exotérmicas, y posteriormente vuelven al estado de equilibrio emitiendo radiación. Las moléculas específicas responsables de la quimioluminiscencia pueden dar pistas sobre la naturaleza de la reacción y el estado de la mezcla aire-combustible. De acuerdo a los espectros medidos por Dec y Espey [41] en un motor con pistón transparente, el origen de la quimioluminiscencia que aparece en esta fase se debería principalmente a la existencia de formaldehído (CH_2O) y de radical CH , pues los picos de intensidad de los espectros se corresponden con las emisiones de estas sustancias, siendo estas distribuciones espectrales similares a las obtenidas por Gaydon [45] en mezclas homogéneas de propano y aire con dosado rico. Kosaka et al. [44] han sido capaces de detectar de forma selectiva el formaldehído mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser. Esta especie parece ser un compuesto intermedio estable que aparece únicamente en la fase de autoencendido a baja temperatura, lo cual confirmaría los espectros medidos por Dec y Espey. Una vez comienza la fase de alta temperatura, la concentración medida de este compuesto desaparece totalmente. Por su parte, Bermúdez et al. [46] han obtenido imágenes de la radiación atribuible al radical CH durante la fase de autoencendido, empleándolas para seguir la evolución de la fase vapor del chorro durante este intervalo de tiempo. También Corcione et al. [47] han aplicado técnicas espectrales en un motor Diesel de inyección directa con accesos ópticos, detectando un máximo de radiación espectral correspondientes al CH y también al OH al inicio del proceso de combustión dado por la señal del captador de presión, aunque Dec y Espey indican explícitamente que el OH no es característico de las fase de autoencendido de la mezcla.

La radiación quimioluminiscente aparece siempre en la zona de combustible evaporado. Sin embargo, dependiendo de las condiciones en cámara y de la sensibilidad del instrumental empleado, en las imágenes obtenidas por diversos investigadores [41] se puede observar esta radiación directamente en la parte del chorro aguas abajo de la longitud líquida máxima o bien a los lados del combustible líquido en los primeros instantes y posteriormente en la parte frontal del chorro una vez este ha alcanzado una penetración mayor que la máxima líquida¹⁹. Esta última zona es

¹⁹Dec y Espey [41] distinguen dos periodos dentro de esta primera fase de la combustión en base a la interacción entre evaporación y evolución de la luminosidad. En el primero la emisión de quimioluminiscencia tiene lugar a los lados del chorro líquido, con lo que la química está muy condicionada por el proceso de evaporación. En el segundo, la emisión procede de

la que posteriormente domina la emisión [41, 47], siendo la distribución espacial observada en las imágenes bastante uniforme, lo cual indica que el autoencendido de la mezcla se produce en una zona más que en un punto. De hecho, análisis más refinados con técnicas láser [2] confirman el carácter distribuido de la reacción en todo el volumen del chorro. Las estimaciones realizadas indican que el dosado es rico, con un valor de dosado relativo en la zona de reacción entre 3 y 4.

La evolución global presentada en la figura 2.4 indica que tanto la presión como la luminosidad aumentan de forma más rápida al inicio de esta primera fase de combustión, amortiguándose posteriormente. Higgins et al. muestran ensayos en condiciones de temperatura del aire del orden de 800 K en los que incluso se observa un ligerísimo descenso de la presión y de la luminosidad, lo que explican en base a resultados de modelado cinético hipotetizando que al final de esta primera fase se está produciendo un cierto grado de disociación de productos intermedios de nuevo hacia productos iniciales. Kosaka et al. indican que este fenómeno estaría en relación con la denominada *zona de coeficiente de temperatura negativo*, característico del proceso de autoencendido a baja temperatura de hidrocarburos, en la que a pesar de seguir aumentando la temperatura la tasa de reacción se reduce debido a la modificación de la cinética química [44]. Todos estos fenómenos se corresponderían con la aparición de fenómenos de *llamas frías*.

Higgins estima un crecimiento total de la temperatura durante esta fase de 200 – 300°C, del cual unos dos tercios los atribuye a la liberación de calor debido a la química, y el resto al englobamiento de aire caliente por parte del chorro. El proceso inyección sigue jugando, por tanto, un papel importante en el calentamiento de la mezcla. Este aumento de temperatura lleva a la mezcla hasta las condiciones necesarias para el inicio de la segunda fase a elevada temperatura.

III. Segunda etapa de ignición - combustión premezclada: Esta fase se correspondería con la definida por el inicio de liberación de calor significativa, que de acuerdo a la descripción realizada en el apartado 2.1 se ha denominado fase de combustión premezclada. Comienza cuando la energía transferida a la mezcla por el englobamiento de aire caliente y la liberación de calor durante la primera fase de la combustión hace que se alcancen las condiciones necesarias para entrar en la fase de liberación de calor *de alta temperatura* que indica la cinética de la autoignición. Sobre

la parte frontal de la llama, más allá de la longitud líquida, con lo que la evaporación ya no influye en la química y la intensidad de esta zona domina la emisión quimioluminiscente.

las curvas de la figura 2.4 esta fase comienza en la parte de crecimiento rápido de la curva de gradiente de presiones (0.4 ms) y termina en el mínimo relativo de la curva de gradiente temporal de presiones tras el máximo alcanzado durante esta fase (0.5 ms). Se darán más detalles de la misma en el apartado 2.5, donde se habla propiamente de la fase de combustión premezclada.

La descripción anterior de las tres fases del autoencendido se correspondería a un proceso genérico de autoencendido, con un combustible dado y unas condiciones de motor. Los detalles del proceso en términos de distribuciones espaciales y valores exactos de tiempos característicos del proceso dependen de todos estos factores. En concreto, las condiciones del aire tienen un papel notable sobre este proceso. Si se consideran variaciones independientes de la temperatura y de la densidad en cámara (incluyendo esta última variable también el papel de la presión, que es la que suele aparecer en las expresiones empíricas del tiempo de retraso) se observan resultados similares sobre el proceso de autoencendido. En efecto, el aumento de cualquiera de estas dos variables suele producir una reducción del tiempo de retraso en todas sus fases, manteniendo los detalles del proceso pero teniendo lugar la evolución en un periodo de tiempo menor. Mientras que para la temperatura la evolución del tiempo de retraso suele ser exponencial²⁰, para la densidad (presión) este punto no queda claro en los estudios aquí revisados [41, 43, 44]. Ambas variables influyen sobre los procesos físicos y químicos del autoencendido. La temperatura por sí sola no modifica demasiado la evolución espacial del chorro salvo por su influencia sobre el proceso de evaporación, aunque es un factor muy claro de influencia en toda reacción química. La densidad del aire influye de manera directa sobre la tasa de englobamiento del chorro, y con ello sobre la evolución espacial del mismo y sobre el proceso de evaporación, modificando hasta cierto punto la cinética química a través del papel de la presión. Los estudios indican que la influencia de estas variables es más notable sobre los aspectos químicos del autoencendido que sobre los físicos. Higgins et al. comentan, por ejemplo, que para las temperaturas más bajas de su estudio (800 K) la zona de autoencendido aparece aguas abajo de la longitud líquida máxima, mientras que al aumentar la temperatura (hasta 1100 K) esta zona aparece cada vez más cerca de la tobera de inyección, incluso a distancias más cortas que la longitud líquida máxima. Ello indicaría que el efecto de la temperatura sobre el proceso de evaporación no es tan notable como sobre el autoencendido. Dec y Espey llegan a conclusiones análogas, señalando

²⁰Lo cual concuerda con las dependencias presentadas para el tiempo de retraso del tipo $\exp(\frac{E}{RT})$.

además que tanto la densidad como la temperatura tienen un mayor efecto sobre el inicio y la duración de la fase de combustión a temperatura elevada (fase premezclada) que sobre la primera fase a baja temperatura del autoencendido.

Otra variable notable para la evolución del chorro es la presión de inyección (velocidad de salida del chorro), habiendo pocos estudios que incluyan una referencia directa a su influencia sobre el autoencendido. Heywood [5] indica que la presión de inyección reduce el tiempo de retraso, aunque su influencia la califica como modesta. Molina [3] cuantifica esta influencia a partir de regresiones estadísticas de valores del tiempo de retraso obtenido en estudios experimentales de análisis de la ley de liberación de calor. Este autor obtiene una dependencia del tiempo de retraso respecto de la presión de inyección elevada a una potencia de -0.2 . Por su parte, en el trabajo de Kosaka et al. [44] se observa que el aumento de la presión de inyección adelanta el tiempo de aparición y desaparición del formaldehído (marcador de la etapa de baja temperatura del proceso de autoencendido). A la vista de estos resultados y de los razonamientos anteriores se puede inferir que el papel de la presión de inyección se lleva a cabo a través de la variación en la intensidad del proceso de mezcla. Al tratarse de chorros turbulentos, aumentar la presión de inyección básicamente acelera todo el proceso de mezcla sin modificar la estructura del chorro (por ejemplo, la longitud líquida máxima permanece constante), lo cual tenderá a reducir los tiempos característicos de mezcla. Si esta reducción es importante frente a los tiempos de cinética química, la presión de inyección puede llegar a modificar de manera sustancial la historia de condiciones de composición y temperatura que irá experimentando una cantidad de mezcla a medida que transcurren las fases del autoencendido. Sin embargo, a la vista de los resultados experimentales, la influencia que ejerza la presión de inyección a través de los mecanismos anteriores siempre va a ser de menor orden que la de aquellas variables que afecten directamente a la reacción química.

En resumen, el autoencendido de un motor comienza en el momento en que hay combustible evaporado y mezclado en ciertas condiciones favorables al desarrollo de las reacciones químicas. Estas reacciones se van desarrollando superpuestas al proceso de mezcla del aire y del combustible, reconociéndose una etapa de inducción física, para la generación de la mezcla en condiciones favorables para la reacción, y dos etapas de reacción química, que coinciden con el proceso de autoencendido observado en la autoignición de mezclas homogéneas de hidrocarburos y aire. La primera es a baja temperatura, con pequeña liberación de calor y emisión de radiación por quimioluminiscencia. Esta etapa se corresponde a lo que tradicionalmente se conoce como tiempo de retraso, que termina en cuanto se da la etapa de autoignición a alta temperatura, en la cual la liberación de calor crece de forma súbita y coincide con lo

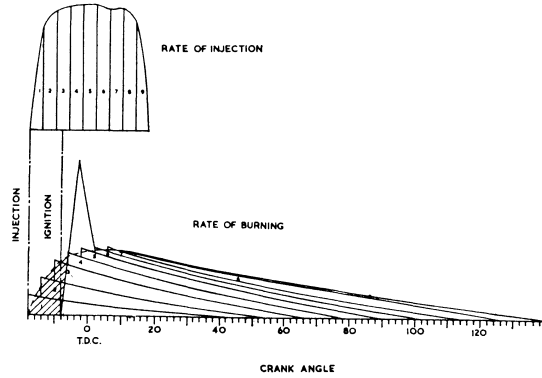


Figura 2.5: Modelo de Lyn [48].

que tradicionalmente se entiende como fase de combustión premezclada.

2.5 Fase de combustión premezclada

Una vez concluye la fase de retraso al autoencendido comienza la liberación de calor notable con la denominada fase de combustión premezclada. Esta fase tiene un cierto carácter transitorio pues, como se indicaba en el apartado 2.2, durante la misma reacciona todo el combustible que se ha mezclado dentro de los límites de inflamabilidad durante el tiempo de retraso al autoencendido pero que todavía no ha tenido ocasión ser quemado. Ello origina una liberación de calor elevada en poco de tiempo que es responsable de gradientes de presión importantes en la cámara de combustión. El estudio de los mecanismos controlantes de esta fase del proceso de combustión ha sido motivado por el control de estos gradientes, tanto para evitar la llamada *marcha dura* del motor como para reducir el ruido de combustión que llevan asociado.

La definición anterior de la fase de combustión premezclada representa el punto de vista tradicional de estudio de la misma, estableciendo un primer vínculo importante entre esta fase y la de retraso al autoencendido. Así por ejemplo, Lyn [48] desarrolla un modelo conceptual sencillo para la predicción de la tasa de inyección en el que la masa inyectada se divide en elementos que van mezclándose con el aire, o como dice el autor, *preparándose para la combustión*. Este modelo se basa en la suposición de que el proceso de mezcla es el que controla la ley de combustión, independientemente de la cinética química. Durante el tiempo de retraso, el autor considera que no hay reacción alguna de masa de combustible, con lo cual se produce una acumulación de

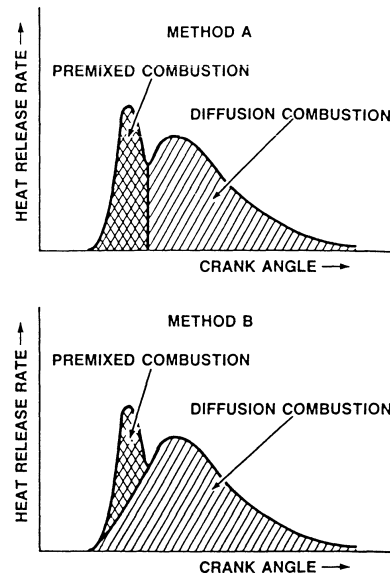


Figura 2.6: Definiciones de masa quemada durante la combustión premezclada según Alkidas [49].

mezcla preparada pero sin quemar (figura 2.5). Una vez se produce la ignición, toda la masa acumulada hasta ese instante puede quemarse junto con la que se está preparando instantáneamente, originando el máximo característico de la tasa de liberación de calor durante esta fase. El final de la fase se alcanza cuando termina de quemarse toda esta masa premezclada. A partir de aquí todo el proceso de combustión tiene lugar por difusión, esto es, la masa que se quema en cada instante es la que alcanza las condiciones de mezcla necesarias para quemarse.

Uno de los parámetros básicos que se estudia para caracterizar la fase de combustión premezclada es la cantidad de masa que se quema durante la misma. Su cálculo a partir de la ley de liberación de calor presenta una cierta complicación, pues no se puede distinguir a priori qué parte de masa quemada durante esta fase procede de la masa preparada durante el tiempo de retraso, y qué otra de la masa mezclada instantáneamente. Este aspecto está claramente dividido en el modelo de Lyn presentado anteriormente, pero cuando se intenta analizar una tasa de liberación de calor experimental no se pueden separar las dos contribuciones, pues la curva obtenida es el resultado acumulado de ambas. Alkidas [49] realiza un análisis al respecto, comparando dos definiciones sencillas de masa quemada en premezclada (figura 2.6). En un caso supone que hasta el final de esta fase, todo el calor liberado es atribuible a

la masa premezclada (figura superior). En el otro caso (figura inferior), supone una cierta ley de combustión por difusión que también actúa durante la fase de premezclada, separando las dos contribuciones. Los resultados obtenidos al comparar ambas definiciones de masa quemada en premezclada con diferentes parámetros como el avance de la inyección, el dosado o el régimen de giro presentan las mismas tendencias, por lo que para el análisis experimental el autor recomienda la primera, que es más sencilla.

En general, no son muchos los autores que analizan con detalle la fase de combustión premezclada. Plee y Ahmad [7] realizan una pequeña revisión de la literatura existente, llegando a la conclusión de que en un motor Diesel de inyección directa los factores primarios que controlan la combustión premezclada son la tasa de inyección, la tasa de mezcla y el tiempo de retraso. Los dos primeros factores están directamente relacionados como se verá en el apartado 2.6, dependiendo la tasa de mezcla de manera directa de la tasa de inyección y la densidad del aire en la cámara, con lo que se puede decir que los factores básicos son únicamente el tiempo de retraso y la tasa de mezcla. Esto es lógico intuitivamente, pues por definición se quema durante esta fase la masa que se ha mezclado durante el tiempo de retraso, que se puede poner como el producto de una tasa de mezcla media durante la fase de retraso y la duración de la misma. Queda patente de nuevo la relación íntima entre la fase de retraso y la de combustión premezclada, lo cual justifica el hecho de que autores como Higgins et al. [43] las traten en conjunto. En el mismo estudio citado anteriormente, Alkidas [49] realiza una serie de variaciones paramétricas sencillas alrededor de uno de los puntos de funcionamiento nominales de un motor de aspiración natural de 0.5 l de cilindrada unitaria, llegando a la conclusión de que la masa de combustible quemada durante la fase de premezclada es independiente de la cantidad de combustible total inyectada, esto es, del grado de carga del motor, dependiendo fundamentalmente del tiempo de retraso²¹ y de la tasa de mezcla aire-combustible, en coincidencia con Plee y Ahmad. Sin embargo, Alkidas toma como indicador de la tasa de mezcla el régimen de giro del motor, lo que puede estar relacionado con el hecho de que el sistema de inyección empleado aumenta la tasa de inyección al aumentar el régimen de giro [27]. De hecho Alkidas referencia a Miyamoto et al. [50] como autores de un estudio en el que se llega a la conclusión de que la masa de combustión quemada en premezclada depende de la masa de combustible inyectada durante el tiempo de retraso, lo cual está más en sintonía con la

²¹El tiempo de retraso considerado por este autor y los siguientes que estudian la fase de premezclada desde un punto de vista de la ley de liberación de calor es el que quedaría definido entre el inicio de inyección y el momento en que la tasa de liberación de calor se hace positiva o comienza a crecer.

dependencia esperada de la tasa de mezcla. Watson [51] a su vez presenta una dependencia de la masa quemada en premezclada en función de la duración de la fase de retraso y del dosado que no parece ajustarse demasiado bien a los datos experimentales de Alkidas. Por su parte, Solbrig y Litzinger [52] muestran unos ensayos en los que se observa que si se dota al aire de movimiento dentro de la cámara de combustión (swirl), la cantidad de masa quemada en premezclada tiende a aumentar debido al aumento de la tasa de mezcla producido por dicho movimiento del aire en condiciones de baja presión de inyección (máximo 240 – 275 bar).

A la descripción realizada por los autores anteriores de la fase de combustión premezclada basada en los análisis más bien sencillos de la tasa de liberación de calor en motor, hay que añadir los mecanismos físico-químicos que tienen lugar durante el proceso de autoencendido de un chorro con el fin de completar la descripción de la misma. Según la distinción realizada por Higgins et al. [43] y presentada en el apartado anterior, la última etapa del proceso de autoignición es precisamente la fase de combustión premezclada, en la cual la masa preparada anteriormente entra en la denominada la fase de combustión a alta temperatura. Aunque este crecimiento de la temperatura local no puede ser detectado directamente por ningún método de medida, hay dos indicadores que apuntan a este hecho. En primer lugar, la tasa de liberación de calor crece de forma muy notable durante esta etapa, como se acaba de analizar. Por ejemplo, la evolución mostrada en la figura 2.4 indica que entre 0.4 y 0.5 ms hay un máximo absoluto de la curva de gradiente de presiones que indica que una gran cantidad de energía está siendo liberada en la cámara de combustión. En segundo lugar, durante esta fase aparece el hollín incandescente en diversos puntos de la llama, para lo cual se requieren temperaturas por encima de los 1300 K, que es mucho más de la temperatura que se puede alcanzar simplemente por el proceso de mezcla no reactivo. Ambos indicadores llevan al hecho de que los mecanismos del proceso de combustión comienzan a producirse a una temperatura mucho más elevada que en la fase anterior, lo cual está de acuerdo con el autoencendido de las mezclas homogéneas descrito por los estudios de cinética química.

En la figura 2.7 se observan imágenes publicadas por Higgins et al. [43] correspondientes al proceso de autoencendido de un chorro en una cámara de combustión de volumen constante. Las imágenes se tomaron en las mismas condiciones en las que se obtuvieron los resultados de la figura 2.4 y corresponden a la primera y segunda (premezclada) etapas de ignición. Se observa en los tres primeros instantes la tenue radiación de la quimioluminiscencia. La cuarta imagen, tomada a un tiempo de 465 μs tras el inicio de inyección, corresponde ya a la fase de combustión premezclada (figura 2.4) y presenta

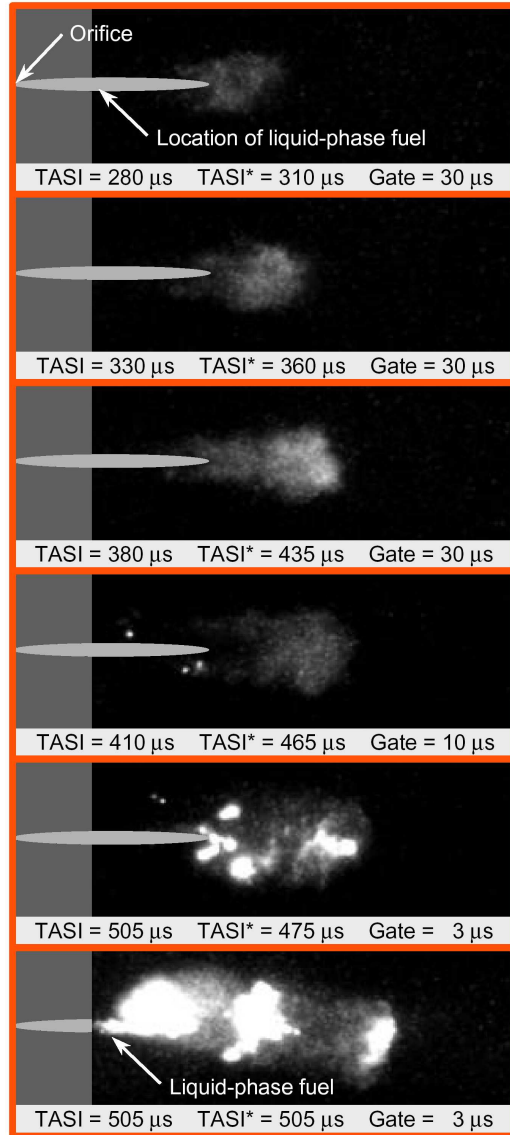


Figura 2.7: Imágenes del desarrollo de la luminosidad durante la fase inicial de ignición y la fase de combustión premezclada tomadas del trabajo de Higgins et al. [43]. Las imágenes corresponden al mismo ensayo que se presenta en la figura 2.4, y representan la radiación captada por una cámara CCD del proceso de autoignición de un chorro en una cámara de volumen constante. Se ha superpuesto una zona gris continua correspondiente a la penetración líquida del ensayo. TASI representa el tiempo nominal en que se toma la imagen, y TASI* el tiempo corregido para la comparación con la figura 2.4, mientras que Gate es el tiempo de apertura del intensificador, esto es, el tiempo de exposición efectiva de cada imagen.

una serie de puntos luminosos aguas arriba de la zona de quimioluminiscencia que corresponden al hollín. Se observa cómo a partir del instante en que aparece, el hollín se extiende y llega a dominar la radiación producida por la llama (imágenes de 475 y 505 μs). Como orden de magnitud, Dec y Espey [42] indican que la intensidad de la radiación varía en un factor de 200.000 entre la primera imagen en la que detectan quimioluminiscencia y la imagen más brillante correspondiente al hollín en un motor en condiciones de baja carga. Por lo que respecta a las imágenes presentadas, se observa que el tiempo de exposición efectivo de las imágenes se reduce en un orden de magnitud en el intervalo mostrado. Ello explica por qué en los primeros estudios de combustión en motores Diesel de filmación con cámaras se considerase que la combustión comenzaba precisamente con esta aparición del hollín (por ejemplo [48]). El instrumental empleado no era lo suficientemente sensible, con lo cual no se podía detectar la radiación quimioluminiscente y se pensaba que la fase de combustión premezclada no era luminosa. Scott [53] realizó algunos intentos de visualizar esta fase dopando el combustible con oleato de cobre, aunque hay incertidumbres del desfase temporal entre la radiación de esta sustancia y el proceso de ignición. Ha sido con el empleo de instrumentación de mayor sensibilidad como ha sido posible detectar esta radiación quimioluminiscente y comprobar que comienza antes del inicio del proceso de combustión definido por la ley de liberación de calor, esto es, antes de la fase de combustión premezclada.

En las imágenes anteriores y en otras similares obtenidas por Dec y Espey [41, 42] se observa cómo el hollín aparece en primer lugar de manera aleatoria en forma de puntos brillantes a los lados y aguas arriba de la zona principal de quimioluminiscencia y posteriormente parece que se extiende a la zona central del chorro que ocupaba la quimioluminiscencia. Sin embargo Dec y Espey razonan que estos puntos brillantes de hollín iniciales no son el origen desde donde se propaga el autoencendido hacia las otras ubicaciones, como por ejemplo indicaban Edwards et al. [29]. Los argumentos esgrimidos son:

- En el instante en que aparecen los puntos brillantes de hollín ya hay quimioluminiscencia en la zona aguas abajo del chorro. Esta presencia de radiación previa a la aparición del hollín en esa zona ya es de por sí un indicador de que hay reacción exotérmica en la zona donde posteriormente aparece el hollín.
- Otro indicador de que la reacción ya existía previamente a la aparición del hollín es el hecho de que mediante técnicas láser de diagnóstico estos autores [2] demostraron que en la zona aguas abajo del chorro el com-

bustible ya ha desaparecido previamente y se han formado hidrocarburos poliaromáticos, que son precursores del hollín.

- Hay una dispersión significativa en la zona de aparición de los puntos brillantes de hollín, tanto entre diversos chorros de un mismo inyector como entre diversos ciclos del motor, mientras que la quimioluminiscencia es bastante intensa de manera uniforme en todos los chorros, y la zona de formación de hidrocarburos poliaromáticos tiene relativamente poca dispersión cíclica.
- El hollín aparece cuando la tasa de liberación de calor ya ha crecido de forma notable, indicando que la fase de combustión premezclada ya está en claro desarrollo.
- Se requerirían velocidades de llama de más de 100 m/s (valores irreales) para poder extender la autoignición desde la zona de aparición de los puntos luminosos de hollín hasta el frente del chorro en el intervalo de tiempo en que tarda en formarse la llama de difusión.

Así pues, estos puntos no contribuyen a la autoignición del chorro. Los autores hipotetizan que estas zonas resultarían de elementos de combustible que han sido desplazados hacia los lados por el movimiento transitorio del chorro y encuentran condiciones favorables para autoencenderse más rápido que la zona principal del chorro. Instantes más tarde (0.505 ms) comienza a formarse hollín en la zona principal de quimioluminiscencia del chorro, lo cual es un indicador, como se ha dicho antes, de que se entra plenamente en la fase de alta temperatura del autoencendido. Como se ha comentado, no hay un frente de llama que progresa en la zona donde se ha producido la mezcla, sino que el hollín aparece simultáneamente distribuido en toda la zona de quimioluminiscencia. Los resultados obtenidos mediante técnicas láser [42] indican que el hollín que aparece en toda esta zona está constituido por partículas inicialmente de muy pequeño tamaño. Conforme se va desarrollando el proceso de combustión, las partículas crecen de tamaño en la zona más al frente del chorro, dando lugar a una distribución de tamaños creciente al ir a zonas del mismo más lejanas al origen.

Un aspecto importante para la comprensión de estos procesos es determinar el instante exacto en que aparece el hollín relativo al inicio de combustión que se obtendría a partir de la tasa de liberación de calor indicada por la señal de presión. El desfase entre ambos instantes ha sido observado en repetidas ocasiones por diversos autores [29, 52] al tomar imágenes del inicio del proceso de combustión, aunque solamente los trabajos de Dec y Espey [41, 42] y

Higgins et al. [43] presentan resultados explícitos al respecto. En ambos casos, este instante es posterior al inicio de la fase de combustión premezclada. Mientras que Dec y Espey indican que el hollín aparece a mitad de camino entre el inicio de la combustión premezclada y el valor máximo de la tasa de liberación de calor, Higgins et al. observan una aparición del hollín cerca del pico de esta ley de liberación de calor. Estos últimos autores realizan una discusión bastante interesante, indicando que la diferencia estriba principalmente en varios aspectos relacionados con la curva de liberación de calor obtenida a partir de la señal de presión. En el caso de Dec y Espey se trata de ensayos en motor con un inyector de 8 orificios, mientras que en de Higgins et al. se trata de una cámara de combustión de volumen constante con un inyector de un único orificio. En consecuencia, en el primer caso la localización de los ocho puntos de autoencendido influye sobre la señal medida por el captador a través de las ondas de presión que se crean durante este proceso, haciendo que la fase de combustión premezclada sea aparentemente más larga en el motor que en la cámara de combustión de volumen constante, donde el captador de presión mide el proceso de autoignición de un único chorro. Además, el tratamiento y filtrado de la señal de presión también es diferente en los dos estudios, haciendo que en el caso del ensayo de cámara de volumen constante se obtenga una señal mucho más abrupta durante la fase de premezclada. Todos estos efectos producen una aparente diferencia en la aparición del hollín que en realidad no existe en cuanto a los fenómenos físicos que están teniendo lugar. En base a lo anterior, Higgins et al. indican que el hollín debería aparecer cerca del pico de combustión premezclada. El tiempo transcurrido desde el inicio de esta fase de la combustión hasta la aparición del hollín es el necesario para consumir el oxígeno englobado durante la fase de retraso y para elevar la temperatura hasta los niveles necesarios para que puedan tener lugar las reacciones de formación de hollín.

En resumen, todas las características mencionadas anteriormente respecto del proceso de combustión durante las fases de retraso al autoencendido (aparición de la quimioluminiscencia, incremento inicial de presión) y de combustión premezclada (máximo local de la tasa de liberación de calor, aparición del hollín) muestran el carácter transitorio de estas dos etapas de la combustión. Al final de las mismas, el proceso alcanza unas condiciones que favorecen el establecimiento de una reacción autosustentada. Ello se traduce en la aparición de un frente de llama de difusión estable, que conservará su estructura básica a lo largo del resto del proceso de combustión en tanto en cuanto se mantenga el proceso de inyección. El establecimiento de esta zona de reacción ocurre durante el final de la fase de combustión premezclada, marcando el inicio real de la fase de combustión por difusión, y ha sido estudiado por Dec y Coy [54]

mediante la técnica de fluorescencia inducida por láser del radical OH. Dicho radical es un buen marcador para identificar en qué zona se produce la reacción entre el combustible y el aire. El estudio indica que la formación de la llama de difusión comienza cerca del máximo de la tasa de liberación de calor durante la fase de premezclada. Inicialmente esta zona de reacción se establece alrededor de la periferia del frente del chorro, y posteriormente se propaga aguas arriba hasta una cierta distancia del inyector²². A pesar de que la localización temporal del proceso de establecimiento de la llama de difusión parece ocurrir durante la fase de premezclada según los resultados en motor, Higgins et al. [43] indican que pudiese ser que estuviera desplazado más hacia el final de esta fase de combustión premezclada o incluso al principio de la fase de combustión por difusión según la ley de liberación de calor. No hay evidencia experimental de este último punto, pero está claro que la aparición de la llama de difusión es el proceso físico que lleva de la fase de combustión premezclada a la fase principal de combustión.

2.6 Fase de combustión por difusión. Estructura de la llama Diesel

Una vez cumplidos todos los pasos del autoencendido de los chorros, el proceso de combustión entra en la denominada *fase de combustión por difusión*, la cual se extiende ya hasta que se consume todo el combustible inyectado. Recibe esta denominación a partir de la clasificación tradicional de los procesos de combustión (por ejemplo, la propuesta por Glassman [55]), donde se califica de combustión por difusión a aquel proceso en el que el combustible y el oxígeno no están previamente mezclados, sino que el proceso de mezcla y combustión ocurren simultáneamente. Durante esta fase se consolida el frente de llama creado en las etapas anteriores, el cual puede continuar autosustentándose a partir del aporte convectivo y difusivo²³ de combustible y oxígeno. El aporte convectivo de combustible es fundamental, pues constituye el motor del proceso de mezcla a través de la cantidad de movimiento que introduce el chorro, de manera que al alcanzar el final de la inyección se produce el último cambio sustancial en la estructura de la llama, pasándose a un proceso de combustión dominado por la difusión del oxígeno y del combustible. De hecho, algunos

²²En el siguiente apartado se estudiará con detalle esta distancia entre el inyector y la llama, que suele denominarse distancia de lift-off.

²³El aporte convectivo consiste en el transporte de propiedades (masa, energía o cantidad de movimiento) debido al campo de velocidades inducido por el movimiento del chorro. El aporte difusivo logra transportar una cierta propiedad debido a la diferencia de valores de la misma entre un punto y su inmediato, es decir, debido al gradiente espacial de la propiedad.

autores como Heywood [5] o Lyn [48] consideran esta fase tras el final de la inyección como otra fase independiente, hablando de *fase de combustión por difusión tardía*. En este apartado se va a describir de una manera detallada solamente la primera parte, esto es, el periodo desde el inicio de la fase por difusión hasta el final del proceso de inyección. Los fenómenos que ocurren posteriormente ya no se van a estudiar, quedando fuera de los objetivos de la presente tesis.

Análisis de la ley de liberación de calor

El análisis de los fenómenos controlantes del proceso de combustión con el fin de predecir la tasa de liberación de calor da pistas para comprender esta fase de la combustión. En el mismo trabajo citado anteriormente en los apartados 2.4 y 2.5, Plee y Ahmad [7] realizan una interesante discusión acerca de qué fenómenos controlan la combustión en las condiciones de un motor Diesel. Para ello consideran la influencia del proceso de mezcla y de la cinética química a través del cálculo de tiempos característicos de ignición, mezcla y combustión. Comparando los valores obtenidos de estos tiempos para motores Diesel de Inyección Directa con alta relación de compresión llegan a la conclusión de que la tasa de mezcla es la que controla este proceso, puesto que los tiempos característicos de mezcla durante la fase de combustión por difusión son varios órdenes de magnitud mayores que los de combustión (2 ms frente a 1 μ s). Así pues, un aspecto fundamental para el desarrollo de la fase de combustión por difusión lo constituye la tasa de mezcla, esto es, la intensidad con la que el aire y el combustible se van mezclando²⁴.

Lyn [48] había llegado a esta misma conclusión indicando que la cinética química de la combustión no podía controlar la combustión en motores Diesel porque en ese caso el proceso sería muy sensible a la temperatura en cámara, lo cual no se observa experimentalmente. Su modelo de predicción de la tasa de liberación de calor (véase el apartado 2.5) se basa en un punto de vista '*lo que se mezcla se quema*', que ha sido común a varios modelos predictivos sencillos de la tasa de combustión. Así, Whitehouse y Way [56] plantean otro modelo para el cálculo de la tasa de combustión basado en la masa de combustible que queda en la cámara sin quemar, la cual se obtiene mediante un balance entre el combustible 'preparado' y el quemado instante a instante. También estos autores insisten en que el papel de la cinética química es importante solamente durante las fases de retraso y combustión premezclada. En la fase de combustión por difusión, su modelo indica que la tasa de preparación de combustible

²⁴Debido a este papel fundamental del proceso de mezcla, la fase de combustión por difusión es denominada por algunos autores como *fase de combustión controlada por mezcla* [2, 5].

y la tasa de reacción del mismo son idénticas. Chmela y Orthaber [57] presentan un modelo sencillo para la predicción de la tasa de combustión también basado en la masa de combustible que queda sin quemar. Para estos autores, el otro factor importante que determina la tasa de liberación de calor es la energía cinética turbulenta que existe en la cámara, variable que consideran dominada fundamentalmente por la inyección del combustible. En cierta forma, la energía cinética que introduce el chorro está en clara relación con la tasa de mezcla entre el combustible y el aire.

Un último modelo cero-dimensional que retiene de forma bastante completa la física de lo que ocurre durante la fase de difusión es el desarrollado por Arrègle et al. [58, 59] a partir del trabajo de Fenollosa [60]. Los autores basan la predicción de la tasa de combustión en la discretización de la masa inyectada en paquetes de masa para los cuales se obtiene el instante de combustión a partir del conocimiento de la tasa de inyección y del llamado *tiempo aparente de combustión* ('ACT'). Este parámetro que representa un tiempo medio transcurrido entre el momento en que el paquete es inyectado y el momento en que es quemado y su derivada temporal es, en cierta forma, inversamente proporcional a la tasa de liberación de calor. Análisis experimentales del ACT demuestran que para un motor dado este parámetro depende únicamente de la densidad ambiente en cámara (ρ_a), de la velocidad con que se ha inyectado el paquete (u_o) y de la concentración de oxígeno ($[O_2]$) según una expresión de la forma:

$$ACT = k \left[\rho_a^{0.5} u_o [O_2]^{0.5} \right]^{-1} \quad (2.1)$$

Lo notable de esta expresión empírica es que coincide en dependencias con el tiempo t que necesitaría una partícula para alcanzar una superficie estequiométrica, calculado a partir de hipótesis de teoría de chorros turbulentos inertes (véase el apartado 4.3.6 del capítulo 4):

$$\tau_{mix,fst} \propto \left[\rho_a^{0.5} u_o [Y_{f,st}]^2 \right]^{-1} \quad (2.2)$$

donde $Y_{f,st}$ es la fracción másica estequiométrica de combustible, prácticamente proporcional a la cantidad de oxígeno en el aire. Únicamente la dependencia del oxígeno es diferente. Los autores indican que estas diferencias se basan en la disminución del englobamiento debido al proceso de liberación de calor, aspecto que no es considerado en el chorro inerte. No hay en ninguna de estas dos últimas expresiones hacen referencia a temperaturas, lo cual indica de

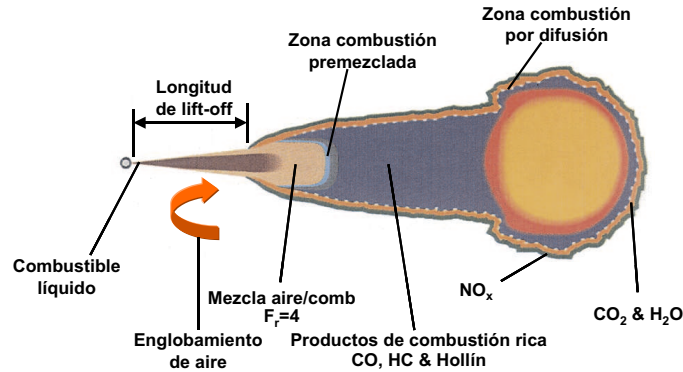


Figura 2.8: Esquema de la estructura de la llama Diesel durante la parte cuasi-estacionaria de la fase de combustión por difusión. Fuente: Dec [2].

nuevo el papel secundario de la cinética química en la predicción de la tasa de liberación de calor.

De todos los modelos anteriores se deduce que el conocimiento de la fase de combustión por difusión requiere del estudio del fenómeno de mezcla entre el aire y el combustible. Una prueba de esta relación íntima lo representa el trabajo de López [11], que compara las tasas de mezcla entre el aire y el combustible de chorro Diesel isoterma no reactivo con tasas de combustión de un motor, observándose un gran acuerdo entre ambos.

Estructura de la llama Diesel

El comportamiento observado en la tasa de combustión no es más que el resultado de la evolución de la estructura del chorro-llama Diesel durante esta fase de la combustión, y es ahí donde hay que encontrar la justificación del mismo. Retomando el análisis de estos procesos presentado para las fases de combustión anteriores (apartados 2.4 y 2.5), durante esta última etapa se observa cómo la llama de difusión que se comenzaba a formar durante la fase de premezclada se desarrolla y llega a un periodo de cuasi-estacionariedad que se mantiene en tanto en cuanto no termine el proceso de inyección. El conocimiento de la estructura de esta llama ha sido objeto de múltiples estudios, habiéndose llegado recientemente a esbozar un modelo conceptual de la misma que queda claramente expuesto en los trabajos de Dec [2] y Flynn et al. [39]. La figura 2.8 muestra un esquema de este modelo, que muestra la constitución del chorro en uno de sus planos de simetría. Se observan tres partes diferenciadas:

- En la primera, que corresponde a la zona en contacto inmediato con la tobera de inyección, la llama tiene una *apariencia de chorro no reactivo*, pues la zona de reacción no llega hasta el inyector debido a las elevadas velocidades en esa zona inicial. De hecho en esta zona se producen los fenómenos de atomización, englobamiento de aire y evaporación de forma análoga a como se producen en un chorro no reactivo en condiciones evaporativas. Evidentemente la presencia de la llama aguas abajo de esta zona modifica todos estos procesos, pero el principio físico de los mismos es el expuesto en el apartado 2.3. La longitud de esta primera zona es lo que se conoce como distancia de despegue de la llama o ‘flame lift-off length’ (LOL), y su importancia va a ser discutida ampliamente en 2.6.1.
- A partir de la distancia de lift-off, la llama adquiere *una estructura típica de llama por difusión, constando de una zona interna ocupada por el hollín y el combustible sin quemar rodeados de la superficie de reacción, donde éstos se oxidan totalmente a dióxido de carbono y agua al encontrar la proporción de oxígeno necesaria*. Dec y Coy [54] estudian esta zona de reacción a partir de la fluorescencia inducida por láser del radical OH^{25} y muestran que tiene la apariencia de una superficie de espesor muy pequeño (de menos de $120 \mu\text{m}$). Según medidas de Dec y Canaan [61] mediante técnicas de fluorescencia inducida por láser de la especie NO , en la parte externa de esta superficie es donde se encuentra la zona de formación de óxidos de nitrógeno, puesto que se dan las condiciones de temperatura elevada y disponibilidad de oxígeno necesarias para la aparición de dicha especie. En el esquema se observa que en toda esta parte el chorro tiene un ancho mayor que la zona cercana al inyector debido al proceso de expansión inducido por las altas temperaturas originadas por la liberación de calor, haciendo que la silueta del chorro no sea cónica como en el caso no reactivo. Además, en la parte frontal se observa un vórtice característico de la evolución no estacionaria de la llama (de forma análoga al que se forma en un chorro Diesel transitorio en condiciones isotermas [8, 9]). Dicho vórtice presenta las concentraciones y partículas de hollín más elevadas.
- Entre ambas zonas se establece una tercera región de pequeño espesor en

²⁵El radical OH es un buen marcador de la zona de reacción en llamas por difusión a elevada presión, pues su concentración tiene máximos únicamente en esta zona, desapareciendo rápidamente fuera de la misma debido a la modificación de las condiciones de temperatura y composición y también al proceso de oxidación del hollín, del cual el OH es también responsable. Su concentración parece ser mucho menor en llamas premezcladas de dosado rico.

la cual Dec hipotetiza la existencia de una zona de reacción premezclada, la cual consumiría todo el oxígeno englobado por el chorro en la primera zona no reactiva de forma que en el interior de la zona de la llama de difusión se supone que la concentración de oxígeno es nula. Los productos de esta reacción de dosado rico (fundamentalmente monóxido de carbono e hidrocarburos parcialmente oxidados) sirven de base para la formación del hollín que se encuentra en el interior de la llama de difusión.

A partir de la descripción macroscópica anterior de la estructura de la llama Diesel cuasi-estacionaria se puede establecer la evolución espacio-temporal de una cantidad de masa (un *paquete*) de combustible inyectado a través de la tobera conforme va pasando por todas estas zonas. Esta secuencia es descrita por Flynn et al. [39] y recogida en el capítulo introductorio del trabajo de Molina [3], mostrándose en la figura 2.9. Inicialmente el paquete de combustible va atomizándose y mezclándose con aire. Debido a la rotura en gotas y al englobamiento de aire caliente se incrementa su temperatura y el combustible líquido va evaporándose hasta que desaparece a una cierta distancia de la tobera. A partir de dicha distancia, el combustible en fase vapor continúa mezclándose con aire hasta llegar al final de la primera zona de la figura 2.8, donde está ubicada la zona de combustión premezclada. Al alcanzar este punto, la masa inicial de combustible se ha diluido en aire hasta un dosado relativo del orden de 4, calentándose desde la temperatura de inyección hasta alcanzar un valor del orden de 700 K.

Conforme atraviesa esta zona de combustión premezclada, la masa anterior se quema elevando su temperatura hasta unos 1600 K. Puesto que el dosado local es rico, el oxígeno englobado se quema totalmente y hay una gran proporción de productos parciales de la oxidación del combustible. Entre ellos se encuentra una gran cantidad de monóxido de carbono e hidrocarburos de cadena corta no saturados (C_2H_2 , C_2H_4 , C_3H_3), que se cree que son las especies que llevan a la formación de hidrocarburos poliaromáticos que constituyen los auténticos precursores del hollín. Según estimaciones de Flynn et al. [39], en este proceso de combustión se libera del orden del 10 – 15 % de la energía química que contiene el combustible. A continuación, el paquete entra en la zona de la llama de difusión, donde continúa mezclándose y englobando gases, aunque aquí no hay aportación alguna de oxígeno libre, pues la llama de difusión existente en la periferia y la zona de combustión premezclada que acaba de atravesar impiden que el oxígeno penetre en esta zona²⁶. Debido a esta ausencia de oxígeno, no es probable que exista liberación de calor en el interior

²⁶El oxígeno únicamente se encuentra en forma de productos como H_2O , CO y CO_2 .

de esta zona. Por su parte, el acercamiento al frente de la llama de difusión produce un calentamiento notable del paquete, lo cual, junto con la composición rica en productos parciales de la combustión precursores del hollín, hace que aparezca esta sustancia en el interior de la llama de difusión en forma de pequeñas partículas al principio que van creciendo de tamaño al aproximarse al frente de llama, junto al cual alcanzan su tamaño máximo²⁷. Cuando finalmente el paquete atraviesa el frente de la llama de difusión, los productos parciales de la combustión son quemados debido al aporte de oxígeno por difusión de la parte exterior del frente, liberando el resto (del orden del 85%) de energía química que quedaba del combustible inicial. Con ello se alcanza en este frente la temperatura máxima, del orden de la adiabática de llama. El hollín formado también se oxida, fundamentalmente debido a la alta temperatura y a la presencia del radical OH , como indican resultados de Dec y Coy [54] y confirman de forma más definitiva otros más recientes de Kosaka et al. [63] o Dec y Kelly-Zion [64]. Todos estos trabajos presentan imágenes simultáneas de la distribución espacial del OH (marcador de la zona de reacción de la llama de difusión) y del hollín. Éste aparece siempre rodeado del radical OH , dándose muy poco solape entre las distribuciones de ambas sustancias. El hollín no atraviesa la zona de reacción, lo cual implica que este radical constituye un mecanismo fundamental de oxidación del hollín mientras persistan condiciones de elevada temperatura, incluso cuando ya ha terminado el proceso de inyección.

Flynn et al. [39] resumen la descripción anterior indicando que *‘el proceso (de combustión) puede ser entendido como el de combustible líquido frío que engloba aire caliente y proporciona los reactivos para una reacción premezclada rica que alimenta el interior de la llama. Los productos de esta combustión rica son posteriormente oxidados en la superficie de la llama de difusión’*. Llama la atención el hecho de que, de igual manera que el autoencendido del chorro Diesel ocurre en dos etapas, durante la fase cuasi-estacionaria del proceso de combustión el combustible es quemado en dos etapas, una primera premezclada y otra por difusión, y ello a pesar de que se está en una fase de combustión dominada por la difusión. Flynn et al. hipotetizan que la parte de combustión premezclada se extiende hasta el final del proceso de inyección, cuando cesa de aportarse combustible a la llama y el proceso de combustión pasa a ser totalmente por difusión.

²⁷El hollín presente se supone que está en equilibrio térmico con los gases que lo envuelven [62], y por tanto en condiciones de alta temperatura. Ello hace que emita radiación térmica notable, dando a la llama de difusión Diesel un color característico anaranjado que comparte con otros casos de combustión con presencia de hollín.

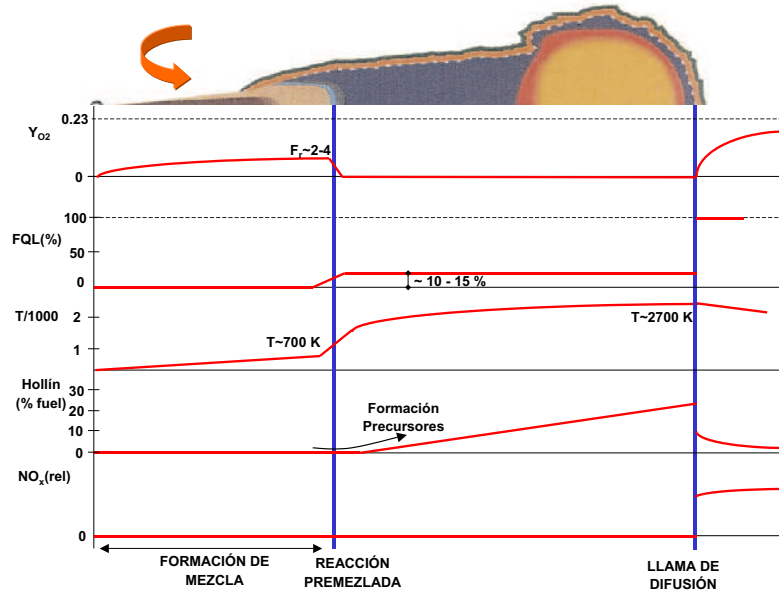


Figura 2.9: Evolución espacio-temporal de un paquete de masa inyectado durante la parte cuasi-estacionaria de la fase de combustión por difusión. Adaptado de Flynn [39] y Molina [3].

2.6.1 Lift-off

Un aspecto de la llama Diesel que está siendo objeto de múltiples estudios actualmente es el fenómeno del *lift-off*, esto es, *el hecho de que la llama de difusión Diesel está ‘despegada’ respecto de la tobera de inyección, la zona de reacción comienza a partir de una distancia mínima al inyector (figura 2.8)*. Este fenómeno no es exclusivo del proceso de combustión de chorros Diesel, sino que ha sido observado en el estudio de la combustión de chorros gaseosos turbulentos, y constituye parte de lo que se llama *combustión parcialmente premezclada*. Este tipo de proceso de combustión se caracteriza por el hecho de que el oxidante y el combustible están inicialmente separados y se mezclan parcialmente mediante la turbulencia, teniendo lugar la combustión en un medio estratificado una vez la mezcla se ha encendido²⁸. En chorros gaseosos turbulentos isoterms a presión atmosférica hay una gran cantidad de estudios de tipo experimental y teórico, que han sido revisados de manera exhaustiva por Peters [65]. Desde un punto de vista macroscópico, la literatura parece indicar que la estabilización de la llama ocurre a lo largo del contorno de mezcla

²⁸Según esta definición, un ejemplo típico de combustión parcialmente premezclada es el motor de gasolina de inyección directa.

estequiométrica en un punto en que hay un balance entre el flujo convectivo aguas abajo en el chorro y la propagación de la llama turbulenta aguas arriba. A partir de una serie de razonamientos basados en este balance, y suponiendo el límite en que el número de Damköhler turbulento es pequeño²⁹, Peters obtiene que la longitud de lift-off LOL sigue una ley de escalado según la siguiente ecuación:

$$LOL \sim u_o f_{st} \frac{\alpha_T}{s_L^2(f_{st})} \quad (2.3)$$

donde u_o representa la velocidad de salida del chorro, f_{st} es la fracción de mezcla estequiométrica (en el capítulo 4 se introduce el concepto de fracción de mezcla), α_T es la difusividad térmica y $s_L(f_{st})$ es la velocidad de propagación del frente de llama laminar con una fracción de mezcla estequiométrica. Aunque esta expresión se obtiene a partir de razonamientos teóricos, es capaz de explicar resultados experimentales como los de Kalghatgi [66].

Por lo que respecta a los chorros Diesel, a pesar de que en la mayoría de las imágenes obtenidas de visualización del proceso de inyección-combustión se aprecia que la llama Diesel está despegada del inyector no hay demasiados resultados experimentales de este parámetro. Winklhofer [67] calcula valores del mismo a partir de la radiación visible de llama, esto es, a partir del punto donde la incandescencia del hollín indica que comienza la zona de reacción. Sus resultados muestran cómo al aumentar la presión de inyección esta distancia también aumenta, guardando los valores absolutos medidos una dependencia del tipo de tobera. Por su parte Larsson [68] también mide la distancia de lift-off en imágenes de incandescencia del hollín, pero su estudio está más centrado en el análisis de la penetración del chorro líquido y de la llama durante la primera parte de la combustión que en el de la longitud de lift-off. Son Siebers y Higgins a lo largo de una serie de trabajos experimentales [69–71] los que estudian el fenómeno con detalle para un chorro Diesel inyectado en una cámara de volumen constante. Estos autores miden la longitud de lift-off a partir de la quimioluminiscencia del OH [72], y no a partir de la incandescencia del hollín como habían hecho Winklhofer o Larsson. En realidad, la longitud de lift-off indica la distancia a la cual está ubicada la zona de reacción premezclada que presenta el modelo conceptual de combustión en la fase cuasi-estacionaria, y a dicha distancia no hay hollín presente, sino que este aparece aguas abajo de esa zona (figura 2.8). El radical OH ya había sido presentado anteriormente como marcador de zonas de combustión en llamas de difusión (apartado 2.6), permitiendo obtener a partir de su quimioluminiscencia medidas que son más

²⁹El número de Damköhler Da en este caso se define como el cociente de la tasa de reacción química local y la de mezcla. Si este número es pequeño, el fenómeno no está controlado por la mezcla sino por el proceso químico de combustión.

Parámetro	Dependencia
Velocidad de inyección	u_o^1
Diámetro de orificio	$d_o^{0.34}$
Densidad del aire	$\rho_a^{-0.85}$
Temperatura del aire	$T_a^{-3.74}$
Fracción Volumétrica de Oxígeno	$[O_2]^{-1}$

Tabla 2.1: Dependencias encontradas experimentalmente por Siebers y Higgins [70, 71] de la longitud de lift-off respecto de los parámetros básicos del proceso de combustión.

reales del inicio de la llama que las obtenidas mediante luminosidad natural del hollín. También Bergstrand et al. [73] realizan con esta misma técnica un estudio paramétrico sobre un chorro Diesel inyectado en un cámara de volumen constante. Los ensayos de estos autores barren un rango de cuatro valores de densidad en cámara y tres presiones de inyección para cinco diámetros de orificio de tobera. El análisis que presentan de sus resultados no es demasiado extenso, por lo que aquí nos referiremos fundamentalmente a los ensayos de Siebers et al., con los cuales coinciden en tendencias.

En sus estudios, Siebers et al. realizan un barrido de condiciones de inyección (diámetro de orificio y velocidad de inyección³⁰) y del aire en cámara (densidad, temperatura y concentración de oxígeno) que cubren, de manera más completa que Bergstrand et al., el rango esperable de condiciones en un motor Diesel de inyección directa. Los resultados experimentales muestran unas dependencias de la longitud de lift-off con respecto a estos parámetros resumidos en la tabla 2.1 en forma de potencias de los factores implicados. Estas dependencias son comparadas con la ley de escalado de Peters de chorros gaseosos, que es modificada por estos autores con el fin de obtener una expresión que explique los resultados experimentales obtenidos. De este modo, la ley de escalado propuesta por Siebers et al. [71] es:

$$LOL \sim u_o f_{st} \frac{\alpha_T}{s_L^2 (f_{st}) \tan(\theta/2)} \quad (2.4)$$

donde los símbolos representan las mismas magnitudes físicas que en la ecuación de Peters, pero se ha añadido la tangente del semiángulo del chorro $\tan(\theta/2)$ para tener en cuenta que este parámetro no es constante como en uno gaseoso. La expresión explica en gran parte las variaciones observadas

³⁰Los autores en realidad modifican la presión de inyección.

de la longitud de lift-off frente a todos los parámetros investigados por estos autores:

- La *velocidad de inyección* influye de forma lineal sobre la longitud de lift-off, como indican de forma explícita las leyes de escalado, no teniendo papel alguno sobre las otras variables. Esta tendencia la comparten tanto los chorros gaseosos como los chorros Diesel, y se puede explicar por el hecho de que la tasa de mezcla turbulenta aumenta en proporción al incremento en la velocidad de inyección y disminuye de forma inversamente proporcional con la distancia axial al orificio. Por tanto, un aumento de la velocidad de inyección empuja el punto de estabilización aguas abajo hasta una nueva posición donde el flujo convectivo iguale a la velocidad de combustión turbulenta. Dicho punto, debido a la caída de velocidad con la distancia al orificio, está ubicado a una distancia que se escala linealmente con la velocidad de inyección.
- El papel de la *temperatura del aire* obtenido en los experimentos está implícito en las leyes de escalado anteriores. La temperatura influye sobre la difusividad térmica y sobre la velocidad de combustión laminar, que son variables con efectos opuestos sobre el lift-off según las expresiones propuestas. Para explicar los resultados en chorros Diesel, Siebers et al. recurren a la literatura, considerando una dependencia de la velocidad de combustión y de la difusividad con respecto a la temperatura respectivamente de T_a^2 y $T_a^{0.5}$. De ello resulta una dependencia global del lift-off respecto de la temperatura de $T_a^{-3.5}$, que es cercano al $T_a^{-3.74}$ experimental presentado en la tabla 2.1.
- La influencia de la *densidad del aire* se produce a través de los términos de la difusividad térmica, la velocidad de combustión laminar y el ángulo de chorro. Las dependencias de estos tres parámetros con la densidad del aire son de ρ_a^1 , $\rho_a^{0.2}$ y $\rho_a^{0.2}$. Las dos primeras son obtenidas de la literatura para hidrocarburos típicos, mientras que la última está basada en una correlación de los propios autores a partir de ensayos con chorros Diesel. Ello da una dependencia global de la longitud de lift-off respecto a la densidad de $\rho_a^{-0.8}$, muy cercano al observado experimentalmente de $\rho_a^{-0.85}$. En este caso cabe comentar que la expresión que proponen Siebers et al. es más general, puesto que en el caso de chorros gaseosos la tangente del semiángulo es un valor constante en todas las condiciones, y la ley de escalado se reduce a la de Peters.
- La *concentración de oxígeno* se explica de modo similar tanto en chorros gaseosos como en chorros Diesel. En ambos casos la dependencia es im-

plícita a través de la fracción de mezcla estequiométrica en el numerador y la velocidad de combustión laminar en el denominador. Ambas variables dependen de manera lineal de la concentración de oxígeno en el rango de condiciones exploradas por Siebers et al. (fracciones molares de oxígeno entre el 15% y el 21%). Debido a la dependencia cuadrática con respecto a la velocidad de combustión laminar, el resultado final es que la concentración de oxígeno influye sobre la distancia de lift-off de manera inversamente proporcional.

- El único parámetro cuya influencia sobre la longitud de lift-off no ha podido ser explicada mediante las leyes de escalado es el *diámetro del orificio*. En ellas no aparece ni de forma explícita ni implícita, y en los chorros gaseosos este parámetro no influye de ninguna forma. Como ejemplo, en los estudios de Kalghatgi [66] sobre chorros gaseosos se realiza una variación para tres diámetros con valores de casi el doble entre el mínimo y el máximo y no se observan cambios en esta longitud característica. Siebers et al. indican como posibles razones para esta discrepancia entre los chorros gaseosos atmosféricos y los chorros Diesel la naturaleza no isoterma y evaporativa del chorro Diesel aguas arriba de la longitud de lift-off que no es compartida con los chorros gaseosos, y/o el hecho de que la química responsable del proceso de estabilización sea diferente en ambos casos.

El estudio de la longitud de lift-off ha permitido, además de conocer su comportamiento frente a las variables básicas del proceso de combustión, deducir una serie de implicaciones con respecto a la formación del hollín en el chorro. Para ello se ha de tener en cuenta la estructura de la llama Diesel, que en cierta forma es la de un chorro no reactivo aguas arriba de la longitud de lift-off, y la de un chorro reactivo aguas abajo de la misma. El hecho de que esta distancia cambie bajo diferentes condiciones de contorno modifica la cantidad de aire (y por tanto de oxígeno) que engloba un paquete de masa antes de incorporarse a la llama de difusión. En definitiva, el dosado con el que se realiza la combustión premezclada de dicho paquete se modifica, y por tanto también lo hace la composición de productos resultantes de este proceso de reacción, que como se ha dicho anteriormente son los precursores del hollín que aparece en la zona de la llama de difusión. En principio, cabe pensar que un aumento de la cantidad de aire englobada va a hacer que la combustión sea con un dosado más pobre y que los productos tengan menos cantidad de precursores de hollín. A partir de medidas de la intensidad de la radiación incandescente del hollín y de estimaciones de la cantidad media de oxígeno englobada por el chorro hasta la longitud de lift-off, Siebers et al. [71] han

demostrado que el hollín presente en la llama disminuye en tanto en cuanto esta cantidad de oxígeno aumenta, pudiendo llegar a un punto a partir del cual ya no se forma hollín. Este punto de transición está ubicado en un dosado relativo entre 1.8 y 2.2 independientemente del resto de condiciones. Esta cifra es similar a la que se obtiene en el caso de llamas premezcladas de hidrocarburos típicos, en las cuales con dosados relativos por debajo de un valor de aproximadamente 2 no se produce hollín [5].

Además, Siebers et al. citan el estudio de Flynn et al. [39] (ya referenciado anteriormente) en el cual resultados de modelado cinético del proceso de combustión en mezclas de hidrocarburos indican que al aumentar la cantidad de oxígeno en una mezcla con dosado rico, la cantidad de precursores de hollín formados disminuye. Los resultados del modelado muestran que ello es debido a que el carbono presente en el combustible tiende a formar monóxido de carbono en lugar de precursores de hollín. El modelado indica también que el empleo de combustibles oxigenados reduce la formación de precursores de hollín, con un límite cuando la relación atómica oxígeno/carbono es del orden de 1.3 a partir del cual no se forman estos precursores. Siebers et al. indican que el englobamiento de aire límite que anula la presencia de hollín (dosados entre 1.8 y 2.2) equivaldría a que justo antes de la llama premezclada la proporción atómica oxígeno/carbono esté entre 1.3 y 1.6. Por tanto, según estos autores hay un efecto similar entre el aporte de oxígeno antes de la zona de combustión premezclada mediante englobamiento de aire y el que se obtiene mediante el oxígeno presente en el combustible. Sin embargo, un estudio posterior de Musculus et al. [74] en un motor transparente con combustibles obtenidos mediante mezclas controladas de combustibles monocomponentes, muestra que la proporción límite oxígeno/carbono es de 0.55. Este valor, mucho más pequeño comparado con el obtenido por Siebers et al. (entre 1.8 y 2.2) con combustibles Diesel convencionales es justificado por los autores en base principalmente a la diferencia de estructura química entre los combustibles usados (parafínicos) y el combustible Diesel convencional (que contiene también olefinas y aromáticos) y también a que posiblemente el papel del oxígeno aportado por el combustible no sea exactamente el mismo que el del que se aporta por englobamiento. De hecho, las diferencias entre la longitud de lift-off de los diferentes combustibles originan diferencias muy pequeñas en la cantidad de oxígeno englobado.

Todo lo anterior demuestra que *hay una relación clara entre la formación del hollín y el englobamiento de oxígeno aguas arriba de la longitud de lift-off, que en última instancia puede ayudar a explicar parte de los cambios en emisiones de partículas en escape al variar las condiciones de funcionamiento del motor.* En un trabajo muy reciente, Siebers y Pickett [75] miden la

concentración de hollín en un chorro inyectado en una cámara de combustión de volumen constante mediante la técnica de extinción de luz. Los resultados permiten constatar que tanto al aumentar la presión de inyección como al disminuir el diámetro del orificio (tendencias seguidas actualmente ambas actuales en los nuevos motores) disminuyen la cantidad de hollín que se forma en el interior de la llama de difusión. En el caso de la disminución del diámetro de orificio, la longitud de lift-off disminuye según la tendencia expuesta en la tabla 2.1, pero el tamaño de la llama también lo hace de forma lineal, con lo que en global aumenta el englobamiento de aire. Por su parte el aumento de la presión de inyección aumenta la longitud de lift-off sin modificar el tamaño de llama. Los cálculos muestran que en ambos casos la variación de la longitud de lift-off hace que el chorro englobe mayor cantidad de oxígeno antes de entrar en la llama de difusión. Los autores argumentan que esta es una de las razones fundamentales por las cuales disminuye la cantidad de hollín en la llama, juntamente con la disminución del tiempo de residencia de la masa dentro de la zona de combustión. Este último aspecto se da en chorros gaseosos turbulentos a presión atmosférica, pero su efecto todavía no está claro en chorros Diesel.

2.7 **Secuencia temporal de sucesos**

Los apartados anteriores han analizado con detalle y por separado los fenómenos principales que ocurren en cada una de las partes del proceso de combustión Diesel. En este último punto del capítulo se pretende completar esta descripción dando una visión global de estos procesos mediante la narración resumida de la secuencia temporal en que estos ocurren. A pesar de que ello implica repetir conceptos ya explicados e incluso simplificar algunos aspectos por brevedad, la descripción ayudará a confirmar el vínculo existente entre la estructura del chorro-llama y las fases de la combustión definidas en el apartado 2.2. Este apartado constituye, en definitiva, una respuesta resumida a la pregunta que se formulaba en la introducción de este capítulo.

Con esta intención se va a seguir la evolución de la figura 2.10, que presenta de manera gráfica una síntesis de los conceptos que se han estudiado en el presente capítulo. La figura está dividida en cuatro partes principales. En la primera de arriba hacia abajo se repite la información presentada en la figura 2.1, apareciendo una curva de tasa de inyección y otra de tasa de liberación de calor, las cuales definen las tres fases de la combustión tradicionales, a saber, retraso al autoencendido, combustión premezclada y combustión por difusión. Inmediatamente debajo de estas curvas aparece la descripción me-

diantes palabras-clave de los procesos principales que están ocurriendo a lo largo de estas fases, habiéndose agrupado los conceptos según el criterio de Higgins et al., presentado en el apartado 2.4. A continuación se presentan una serie de barras que hacen referencia a la radiación que en cada instante está emitiendo la mezcla, de utilidad para la interpretación de imágenes tomadas mediante técnicas de visualización de la llama en los capítulos 6 y 7. Por último, se incluyen unos esquemas sencillos tomados del trabajo de Dec [2] que dan a los procesos descritos una ubicación espacial en un proceso de combustión típico, representando la estructura idealizada del chorro a través de una sección por el eje de simetría.

La narración comienza al inicio del proceso de inyección, cuando el chorro líquido comienza a ser inyectado en el interior de la cámara de combustión. El chorro se enfrenta a un ambiente de elevada densidad, comenzando a desintegrarse en gotas de pequeño tamaño que aumentan la interfase aire-combustible. Por otra parte, la cantidad de movimiento del chorro hace que el aire sea puesto en movimiento y arrastrado hacia el interior del mismo, constituyendo otro de los fenómenos claves en el proceso de mezcla. Ambos fenómenos (atmización y englobamiento de aire) hacen que el combustible líquido aumente de temperatura por el contacto con el aire más caliente y comience a evaporarse. Por tanto, a medida que el chorro va penetrando, la fase líquida que se representa en el primer esquema de la parte inferior de la figura 2.10 comienza a desaparecer frente a la fase vapor, sobre todo en las zonas periféricas del frente del chorro.

En todo este periodo no ha habido radiación producida por el chorro, puesto que no hay reacción química alguna. Es con la aparición del vapor cuando en las zonas de combustible evaporado comienza la primera fase del proceso de autoencendido, que ocurre a unas temperaturas no demasiado elevadas (se decía anteriormente que estas serían de un valor máximo de 750 K). Con ello empieza el proceso de oxidación del combustible (aunque a una tasa muy reducida) mediante la producción de radicales químicos. Aunque en este caso no se aprecia sobre la curva de liberación de calor representada, este consumo de combustible llega a aumentar ligeramente la presión en cámara. Como consecuencia de estas reacciones en la zona de combustible evaporado se libera radiación de baja intensidad por el fenómeno de quimioluminiscencia, siendo los principales responsables el radical CH y el formaldehído. En paralelo a todos estos fenómenos químicos, el proceso físico de mezcla entre el aire caliente y el combustible sigue durante esta fase (y durante todo el resto del proceso de inyección), contribuyendo todavía de manera importante al calentamiento de la mezcla.

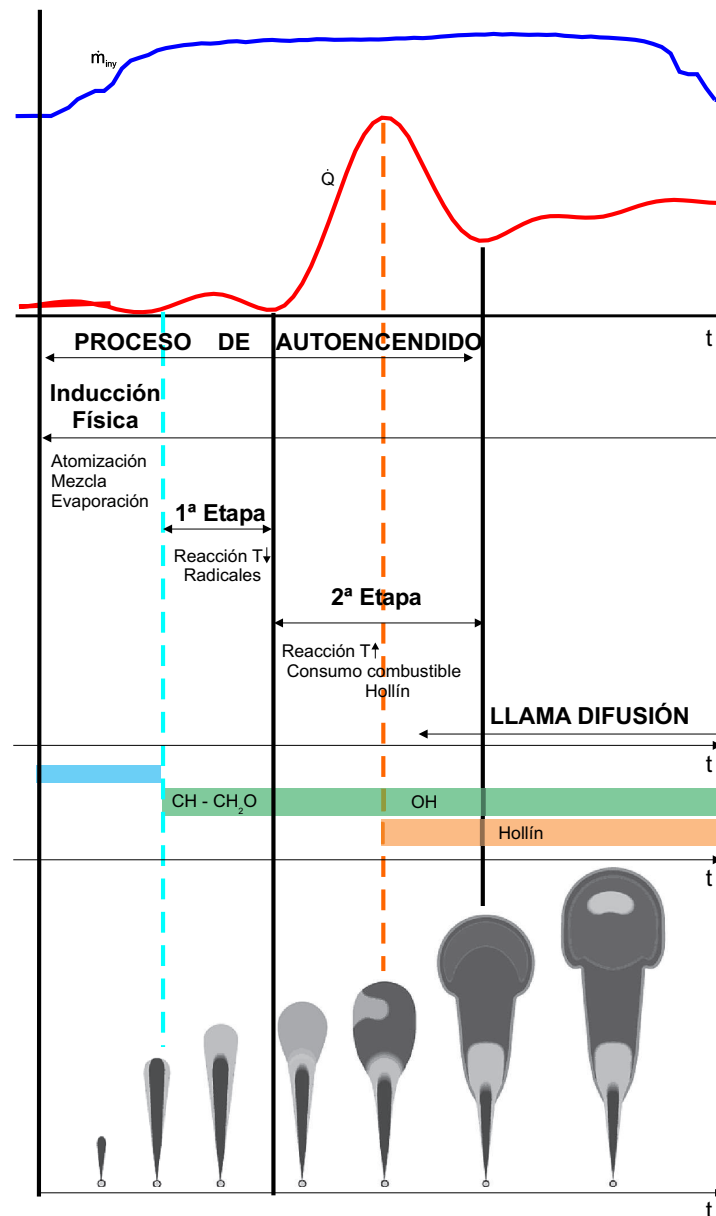


Figura 2.10: Descripción resumida de la secuencia de sucesos que ocurren durante la etapa inicial de desarrollo del proceso de inyección-combustión de un chorro Diesel. Los esquemas de chorros de la parte inferior han sido tomadas de Dec [2].

Tras un cierto tiempo de incipiente reacción química, se entra en la fase del autoencendido a temperatura elevada, que se corresponde con lo que tradicionalmente se ha venido llamando fase de combustión premezclada. Esta etapa está caracterizada por tres fenómenos básicos. En primer lugar, la cinética química entra en una fase de alta temperatura, con lo que la tasa de consumo de combustible crece de manera muy elevada, y ello trae como consecuencia una elevada tasa de liberación de calor. Además, a partir del consumo de combustible se forman tanto especies finales (CO_2 y H_2O) como especies intermedias precursoras de hollín. Esto lleva a un segundo fenómeno característico de esta fase, que consiste en la aparición del hollín incandescente en la zona frontal del chorro en instantes próximos al máximo de la curva de liberación de calor en esta fase. La radiación térmica desprendida por el hollín va a ser dominante durante el resto del proceso de combustión, incluso tras el final de la inyección. En tercer lugar, durante el final de esta fase se produce el establecimiento del frente de llama que caracterizará el resto del proceso de combustión. Ello acentúa el carácter transitorio de esta última fase del autoencendido, que constituye más bien un enlace entre el chorro no reactivo y la llama de difusión.

Finalmente tras el autoencendido del chorro el proceso de combustión entra en la fase de difusión, en la cual el frente de llama se consolida y la llama entra en una fase cuasi-estacionaria. La estructura de la llama ha sido descrita con detalle en el apartado 2.6, y consta fundamentalmente de una parte no reactiva más cercana a la tobera, en el extremo de la cual se establece una zona de combustión premezclada rica. Aguas abajo de esta zona de combustión premezclada rica aparece una mezcla carente de oxígeno pero con gran cantidad de productos parciales de la combustión y el hollín. Dicha mezcla viaja aguas abajo y se oxida en la superficie de reacción, que se sitúa en una superficie en la cual se alcanzan proporciones estequiométricas. Así pues, durante la fase de difusión el combustible inyectado se quema en dos etapas, una premezclada y otra de difusión.

En esta fase domina la radiación del hollín incandescente, puesto que estas partículas ocupan la sección principal del chorro y su emisión térmica es muy intensa, aunque también tiene un valor importante la proveniente de la quimioluminiscencia del OH que define el frente de llama de difusión, el cual envuelve la zona donde está el hollín. Esta última radiación es por ejemplo dominante en la zona más cercana al inyector, definiendo la distancia de lift-off, que caracteriza el englobamiento de aire previo a la entrada del combustible en la zona de reacción.

Esta estructura se mantiene hasta el final del proceso de inyección, mo-

mento en el cual cesa el aporte de cantidad de movimiento del chorro para el proceso de mezcla. A partir de aquí, la tasa de combustión cae y el fenómeno de oxidación está controlado por la turbulencia residual que queda en la cámara de combustión, bien gracias al movimiento del aire o al movimiento residual del chorro, hasta que se consume el combustible presente en la cámara.

2.8 Conclusiones

El presente capítulo ha recogido una descripción detallada de los fenómenos que tienen lugar durante la combustión del chorro Diesel en las condiciones de motor, resumidas globalmente en el apartado anterior. En base a la misma, y teniendo en cuenta el objetivo global planteado en el capítulo 1 de acercamiento al estudio del chorro Diesel en combustión a partir del caso del chorro isoterma, conviene analizar los procesos físicos participantes de cara a una descripción del chorro Diesel sencilla pero que tenga en cuenta los fenómenos importantes:

La atomización, fenómeno que de acuerdo al estado del conocimiento parece tener un papel reducido en el caso del chorro Diesel isoterma en régimen de atomización completa, influirá menos todavía en el caso del chorro Diesel evaporativo, pues la evaporación de las gotas ayuda a que se alcance más rápidamente el equilibrio dinámico entre combustible y aire. De ahí que se pueda obviar su efecto, y realizar el análisis del chorro Diesel como si se tratase de uno gaseoso. Este hecho es fundamental y será explotado a lo largo de todo el presente trabajo (capítulos 4 y 5).

La evaporación como elemento que a priori debería ser diferenciador del comportamiento del chorro gaseoso frente al Diesel. Sin embargo, el estado de conocimiento actual parece indicar que en las condiciones de motor este proceso está controlado por mezcla, lo que va a simplificar su estudio, acercando todavía más el comportamiento del chorro Diesel al del chorro gaseoso. Este aspecto deberá ser tenido en cuenta para realizar una descripción completa del proceso de inyección-combustión (capítulo 6).

El autoencendido, proceso complejo por la interacción entre los fenómenos físicos y químicos. En esta tesis este fenómeno va a ser abordado desde un punto de vista del proceso de mezcla (capítulo 6), dejando de lado todo el aspecto de cinética química que requiere tratamientos mucho más específicos y fuera del ámbito del presente trabajo.

La llama de difusión, en la cual habrá que tener en cuenta la influencia de los fenómenos de reacción química que producen cambios de composición y temperatura locales, además de una modificación importante sobre la estructura de la llama como consecuencia de la liberación de calor, como se verá en los capítulos 5 y 7.

Bibliografía

- [1] Lapuerta M. *Un modelo de combustión fenomenológico para un motor Diesel de inyección directa rápido*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1988.
- [2] Dec J. E. “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. *Transactions of the SAE*, Vol. 106, pp. 1319–1348, 1997. SAE Paper 970873.
- [3] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [4] Payri F., Armas O., Desantes R. y Leiva A. “Modelo termodinámico para el diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa (ID)”. *Proc. III Congreso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica. La Habana, Cuba*, 1997.
- [5] Heywood J. B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1988.
- [6] Taylor C. F. *The Internal Combustion Engine in Theory and Practice*. The M.I.T. Press, 1994.
- [7] Plee S. L. y Ahmad T. “Relative Roles of Premixed and Diffusion Burning in Diesel Combustion”. *SAE Paper 831733*, 1983.
- [8] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.

-
- [9] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [10] Ruiz S. *Estudio Teórico-Experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.* Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [11] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [12] Salvador F.J. *Estudio teórico -experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [13] Hatori H., Narumiya K., Tsue M. y Kadota T. “Photographical Analysis of Initial Breakup Process of Diesel Spray”. In *Proceedings of the Thiesel 2002 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, pp. 33–43, Valencia, Sep 2002.
- [14] Smallwood G. J. y Gülder Ö. L. “Views on the Structure of Transient Diesel Sprays”. *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 355–386, 2000.
- [15] Levy N., Amara S., Champoussin J.-C. y Guerrassi N. “Non-Reactive Diesel Spray Computations Supported by PDA Measurements”. *SAE Paper 970049*, 1997.
- [16] Browne K. R., Partridge I. M. y Greeves G. “Fuel property effects on fuel/air mixing in an experimental Diesel engine”. *SAE Paper 860223*, 1986.
- [17] Kamimoto T., Yokota H. y Kobayashi H. “Effect of high pressure injection on soot formation processes in a rapid compression machine to simulate Diesel flames”. *Transactions of the SAE*, Vol. 96, pp. 4783–4791, 1987.
- [18] Hodges J. T., Baritaud T. A. y Heinze T. A. “Planar liquid and gas fuel and droplet size visualization in a DI Diesel engine”. *Transactions of the SAE*, Vol. 100, pp. 1284–1302, 1991. SAE Paper 910726.
- [19] Bower G. R. y Foster D. E. “The effect of split injection on fuel distribution in an engine-fed combustion chamber”. *SAE Paper 930864*, 1993.

- [20] Espey Ch. y Dec J. E. “The effect of TDC temperature and density on the liquid-phase fuel penetration in a DI Diesel engine”. *Transactions of the SAE*, Vol. 104 n° 4, pp. 1400–1414, 1995.
- [21] Siebers D. “Liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999.
- [22] Siebers D. “Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based on Mixing-Limited Vaporization”. *SAE Paper 980809*, 1998.
- [23] Juliá J. E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por Láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [24] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros diesel evaporativos en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [25] Higgins B. S., Mueller Ch. J. y Siebers D. “Measurements of fuel effects on liquid-phase penetration in DI sprays”. *SAE Paper 1999-01-0519*, 1999.
- [26] Yeh C.Ñ., Kamimoto T., Kobori S. y Kosaka H. “2-D imaging of fuel vapor concentration in a Diesel spray via Exciplex-based fluorescence technique”. *SAE Paper 932652*, 1993.
- [27] T. Kamimoto, Kobayashi H. “Combustion Processes in Diesel Engines”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 17, pp. 163–189, 1991.
- [28] Aggarwal S.K. “A Review of Spray Ignition Phenomena: Present Status and Future Research”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 24, pp. 565–600, 1998.
- [29] Edwards C. F., Siebers D. L. y Hoskin D. H. “A Study of the Autoignition Process of a Diesel Spray via High Speed Visualization”. *Transactions of the SAE*, Vol. 101 n° 3, pp. 187–204, 1992. SAE Paper 920108.
- [30] Pischinger F., Reuter U. y Scheid E. “Self ignition of Diesel sprays and its dependence on fuel properties and injection parameters”. *J. Eng. for Gas Turbine and Power*, Vol. 110, pp. 399–404, 1988.
- [31] Schihl P., Atreya A. y Bryzik W. “Development of a Shear Layer Ignition Model for Application to Direct-Injection Diesel Engines”. *Combust. Flame*, Vol. 121, pp. 453–470, 2000.

-
- [32] Fusco A., Corcione F. E., Mazziotti G., Vaglieco B. M. y Papetti F. “An Experimental and Numerical Study of Air-Fuel Mixing and Combustion of a Divided-Chamber Diesel Engine System”. *SAE Paper 952427*, 1995.
- [33] Livengood J. C. y Wu P. C. “Correlation of Autoignition Phenomenon in Internal Combustion Engines and Rapid Compression Machines”. In *Proceedings of the Fifth International Symposium on Combustion*, pág. 347, 1955.
- [34] Belardini P., Bertoli C., Giacomo N. Del y Iorio B. “Soot Formation and Oxidation in a DI Diesel Engine: A Comparison Between Measurements and Three Dimensional Computations”. *SAE Paper 932658*, 1993.
- [35] Imanishi H., Yoshizaki T., Satoh T., Nishida K., Hiroyasu H., Yamashita H. y Kaneda K. “Three dimensional visualization for calculated distributions of Diesel spray and flame in the combustion chamber of a D.I. Diesel engine”. *SAE Paper 972867*, 1997.
- [36] Curran H.J., Gaffuri P., Pitz W.J. y Westbrook C.K. “A Comprehensive Modeling Study of n-Heptane Oxidation”. *Combust. Flame*, Vol. 114, pp. 149–177, 1998.
- [37] Curran H.J., Gaffuri P., Pitz W.J. y Westbrook C.K. “A Comprehensive Modeling Study of iso-Octane Oxidation”. *Combust. Flame*, Vol. 129, pp. 253–280, 2002.
- [38] Kojima S. “Detailed Modeling of n-Butane Autoignition Chemistry”. *Combust. Flame*, Vol. 99, pp. 87–136, 1994.
- [39] Flynn P. F., Durrett R. P., Hunter G. L., zur Loye A. O., Akinyemi O.C., Dec J. E. y Westbrook Ch. K. “Diesel Combustion: An Integrated View Combining Laser Diagnostics, Chemical Kinetics and Empirical Validation”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999.
- [40] Hurn R. K. y Hughes K. J. “Combustion Characteristics of Diesel Fuels as Measured in a Constant-Volume Bomb”. *Transactions of the SAE*, Vol. 6 n^o 1, pp. 22–35, 1952.
- [41] Dec J. E. y Espey Ch. “Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 982685*, 1998.
- [42] Dec J. E. y Espey Ch. “Ignition and Early Soot Formation in a DI Diesel Engine Using Multiple 2-D Imaging Diagnostics”. *SAE Paper 950456*, 1995.

- [43] Higgins B., Siebers D. y Aradi A. “Diesel-Spray Ignition and Premixed-Burn Behaviour”. *SAE Paper 2000-01-0940*, 2000.
- [44] Kosaka H., Drewes V.H., Catalfamo L., Aradi A.A., Iida N. y Kamimoto T. “Two-Dimensional Imaging of Formaldehyde Formed During the Ignition Process of a Diesel Fuel Spray”. *SAE Paper 2000-01-0236*, 2000.
- [45] Gaydon A.G. *The Spectroscopy of Flames*. Chapman and Hall Ltd., London, 1974.
- [46] Bermúdez V., García J. M., Juliá E. y Martínez S. “Engine with optically accessible cylinder head: a research tool for injection and combustion processes”. *SAE Paper 2003-01-1110*, 2003.
- [47] Corcione F. E., Italia F. y Consales S. “Mixture Formation and Auto-ignition Process at Different Engine Conditions in an Optical Accessible Diesel Engine”. *Proceedings of the 3rd International Conference on Control and Diagnostics in Automotive Applications - CD Auto 01, Sestri Levante (Genova) - Paper 01A3013*, 2001.
- [48] Lyn W. T. “Study of Burning Rate and Nature of Combustion in Diesel Engines”. In *9th Symposium (International) on Combustion*, pp. 1069–1082, 1963.
- [49] Alkidas A. C. “On the Premixed Combustion in a Direct-Injection Diesel Engine”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 109, pp. 187–192, 1987.
- [50] Miyamoto N., Chikahisa T., Murayama T. y Sawyer R. “Description and Analysis of Diesel Engine Rate of Combustion and Performance Using Wiebe’s Functions”. *SAE Paper 850107*, 1985.
- [51] Watson N., Pilley A. D. y Marzouk M. “A combustion correlation for Diesel engine simulation”. *SAE Paper 800029*, 1980.
- [52] Solbrig Ch. E. y Litzinger T. A. “The Effect of Intake Charge Temperature on Combustion and Emissions in an Optically Accessible DI Diesel Engine with and without Swirl”. *SAE Paper 902060*, 1990.
- [53] Scott W. M. “Looking in on Diesel Combustion”. *SAE Paper 690002*, 1969.
- [54] Dec J. E. y Coy E. B. “OH Radical Imaging in a DI Diesel Engine and the Structure of the Early Diffusion Flame”. *SAE Paper 960831*, 1996.

-
- [55] Glassman I. *Combustion*. Academic Press, Inc., second edition, 1987.
- [56] Whitehouse N. D. y Way R. J. B. “A Simple Method for the Calculation of Heat Release Rates in Diesel Engines Based on the Fuel Injection Rate”. *SAE Paper 710134*, 1971.
- [57] Chmela F. y Orthaber G. C. “Rate of Heat Release Prediction for Direct Injection Diesel Engines Based on Purely Mixing Controlled Combustion”. *SAE Paper 1999-01-0186*, 1999.
- [58] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1301–1317, 2003.
- [59] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 2: Analysis of the transient initial and final diffusion combustion phases”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1319–1331, 2003.
- [60] Fenollosa C. *Aportación a la descripción fenomenológica del proceso de combustión por difusión Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [61] Dec J. E. y Canaan R. E. “PLIF Imaging of NO Formation in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 980147*, 1998.
- [62] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study on the time and space resolved measurements of flame temperature in a D.I. Diesel engine by the two-color method”. *SAE Paper 790491*, 1979.
- [63] Kosaka H., Nishigaki T., Kamimoto T., Sano T., Matsutani A. y Harada S. “Simultaneous 2-D Imaging of OH Radicals and Soot in a Diesel Flame by Laser Sheet Techniques”. *Transactions of the SAE*, Vol. 105 n° 3, pp. 1184–1195, 1996. SAE Paper 960834.
- [64] Dec J. E. y Kelly-Zion P. L. “The Effects of Injection Timing and Diluent Addition on Late-Combustion Soot Burnout in a DI Diesel Engine based on Simultaneous 2-D Imaging of OH and Soot”. *SAE Paper 2000-01-0238*, 2000.
- [65] Peters N. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, London, 2000.

- [66] Kalghatgi G. T. “Lift-Off Heights and Visible Lengths of Vertical Turbulent Jet Diffusion Flames in Still Air”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 41, pp. 17–29, 1984.
- [67] Winklhofer E. “An Experimental Database for Diesel Spray Combustion”. In *26th International Symposium on Combustion*, Nápoles, Italia, 1996.
- [68] Larsson A. “Optical Studies in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 1999-01-3650*, 1999.
- [69] Siebers D. L. y Higgins B. S. *Effects of Injector Conditions on the Flame Lift-Off Length of DI Diesel Sprays*, pp. 253–277. Thermo- and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines. Springer-Verlag, Heidelberg, Germany, 2002.
- [70] Siebers D. L. y Higgins B. S. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Sprays Under Quiescent Conditions”. *SAE Paper 2001-01-0530*, 2001.
- [71] Siebers D. L., Higgins B. S. y Pickett L. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Jets: Oxygen Concentration Effects”. *SAE Paper 2002-01-0890*, 2002.
- [72] Higgins B. S. y Siebers D. L. “Measurement of the Flame Lift-Off Location on DI Diesel Sprays Using OH Chemiluminescence”. *SAE Paper 2001-01-0918*, 2001.
- [73] Bergstrand P., Försth M. y Denbratt I. “The Influence of Orifice Diameter on Flame Lift-Off Length”. In *ILASS-Europe 2002 Conference Proceedings*, Zaragoza, España, 2002.
- [74] Musculus M. P., Dec J. E. y Tree D. R. “Effects of Fuel Parameters and Diffusion Flame Lift-Off on Soot Formation in a Heavy-Duty DI Diesel Engine”. *SAE Paper 2002-01-0889*, 2002.
- [75] Siebers D. L. y Pickett L. “Injection Pressure and Orifice Diameter Effects on Soot in DI Diesel Fuel Jets”. In *Proceedings of the Thiesel 2002 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, pp. 199–213, Valencia, Sep 2002.

Capítulo 3

Herramientas de análisis

Contenido

3.1	Introducción	67
3.2	Cálculos numéricos	69
3.2.1	Metodología	71
3.2.2	Consideraciones particulares	77
3.3	Instalaciones experimentales	79
3.3.1	Motor maqueta	79
3.3.2	Motor monocilíndrico con accesos endoscópicos	82
3.4	Técnicas ópticas	85
3.4.1	Iluminación trasera difusa	86
3.4.2	Método de los dos colores	91
3.4.3	Visualización de la quimioluminiscencia del OH	109
3.4.4	Visualización endoscópica	114
3.5	Conclusiones	117
3.A	Apéndice: Especificaciones técnicas del instrumental empleado en las técnicas ópticas	118
	Bibliografía	119

3.1 Introducción

De acuerdo con los objetivos planteados en el capítulo de introducción de esta tesis, se va a proceder a la descripción de las herramientas que van a

ser utilizadas a lo largo de la misma. Dichas herramientas deben suministrar información que, una vez elaborada y junto a la revisión del estado del conocimiento realizado en el capítulo anterior y a los trabajos precedentes de Correas [1] y López [2] sobre el chorro Diesel isoterma, constituirá el núcleo conceptual sobre el que se construya una descripción completa del proceso de inyección-combustión del chorro Diesel DI. Puesto que el objeto de estudio es en sí complejo, se ha hecho uso de fuentes de información muy diversas. Por una parte, se ha empleado el modelado de *dinámica de fluidos computacional (CFD) como herramienta para el análisis del comportamiento de los chorros gaseosos* que, como ya se ha dicho, guarda importantes analogías con el chorro Diesel. Esta es la primera herramienta que se va a describir, y que ya había sido empleada en los trabajos de Correas [1] y López [2] para modelar el chorro gaseoso isoterma. En el presente trabajo se ha extendido su ámbito de aplicación a chorros no isotermos en ambiente inerte y en ambiente reactivo, siguiendo la misma filosofía de obtención de las leyes de escalado que permitan generalizar el comportamiento del chorro de forma sencilla a partir del supuesto isodenso.

Los cálculos teóricos han sido complementados con información experimental, no sólo para contrastar la validez de las conclusiones procedentes del modelado de chorro gaseoso frente a datos empíricos, sino porque precisamente el cálculo CFD empleado no tiene en cuenta aspectos inherentes al desarrollo del proceso de combustión Diesel, como por ejemplo la evaporación, que han sido estudiados a partir del trabajo experimental. En este ámbito, se ha hecho uso de una serie de técnicas ópticas ya desarrolladas en trabajos previos a esta tesis para el estudio del chorro Diesel isoterma. Así, se ha empleado la *visualización trasera difusa mediante luz estroboscópica*, ya aplicada en los trabajos de Arrègle [3], Correas [1] y López [2], para estudiar el desarrollo de la fase líquida del chorro Diesel y poder cuantificar el fenómeno de evaporación en términos de parámetros macroscópicos. Otra técnica usada ha sido la *visualización del proceso de combustión a partir de la radiación procedente del hollín*, que ya había sido aplicada por Desantes et al. [4]. Parte del trabajo en esta tesis se ha dedicado a la puesta a punto del método de los dos colores, que a partir de dicha radiación permite el cálculo de parámetros relacionados con la temperatura de la llama y la cantidad de hollín. Por último, también se ha empleado una técnica de *medida de la longitud de lift-off de la llama Diesel* (véase el apartado 2.6.1) a partir de la radiación emitida en el ultravioleta, con el fin de obtener la ubicación de la zona de inicio de reacción.

El trabajo experimental se ha desarrollado en dos instalaciones con peculiaridades propias. Por una parte, un *motor monocilíndrico de dos tiempos de 3 l de cilindrada con amplios accesos ópticos* (apartado 3.3.1) ha permitido la

obtención de datos de indudable interés acerca del comportamiento y estructura del chorro Diesel evaporativo, así como de la llama durante la fase de combustión por difusión. La otra instalación empleada para la realización de esta tesis ha sido un *motor monocilíndrico de cuatro tiempos y 1.8 l de cilindrada (apartado 3.3.2), con unos accesos ópticos mediante endoscopios* que, aunque con ciertas limitaciones, han permitido la observación del comportamiento del chorro en condiciones muy cercanas a las que se dan en un motor real.

En ambas instalaciones las técnicas ópticas han ido acompañadas de otras más convencionales como la medida de la señal de presión y posterior análisis mediante la primera ley de la termodinámica, o la medida de la tasa de inyección y del levantamiento de aguja del inyector, que son técnica casi estándares en los bancos de ensayos actuales. Cada una de ellas ha proporcionado información particular, de forma que con la integración de las diversas fuentes se ha podido ir reconstruyendo el comportamiento del chorro Diesel desde un punto de vista experimental, complementado con los análisis teóricos y cálculos numéricos sobre chorros gaseosos. Todas estas aportaciones serán desarrolladas a lo largo de esta tesis, constituyendo el núcleo conceptual de la misma.

El capítulo comienza con la descripción de la metodología seguida para la realización de los cálculos de simulación de chorros gaseosos. A continuación se analizan las dos instalaciones experimentales en las que se han llevado a cabo los diversos ensayos, justificando su elección para la obtención de cada tipo de información específica. Por último, se recogen los fundamentos de las técnicas ópticas empleadas. El título del capítulo ya indica el carácter metodológico que va a primar a lo largo del mismo. Se va a centrar la atención únicamente en las herramientas desarrolladas para el presente trabajo, describiendo su fundamento, indicando aspectos metodológicos de utilidad, así como resaltando en la medida de lo posible puntos críticos de las mismas. No se va a entrar en la descripción de las técnicas de medida de la presión en cámara, estudiadas con mayor profundidad por Armas [5] o Molina [6], o las relacionadas con el sistema de inyección, a las que se han dedicado trabajos como el de Arrègle [3] o Ruiz [7].

3.2 Cálculos numéricos

El empleo de la dinámica de fluidos computacional (CFD) está imponiéndose día a día en el campo del modelado de los procesos físicos en la

mayoría de las aplicaciones de la termofluidodinámica. Un caso claro lo constituyen las aplicaciones para motores Diesel, donde algunos programas han adquirido el rango de verdaderos estándares en el campo de la simulación de los procesos físicos en el interior del cilindro. En esta tesis no se va a proponer o mejorar los modelos de cálculo existentes, sino que se va a tratar el CFD como a cualquier otra fuente de información experimental, aprovechando la gran cantidad de información que proporciona de todas las variables relevantes para la evolución del proceso físico.

La metodología seguida se ha centrado en el modelado del chorro gaseoso turbulento, frente al caso más complejo pero también más real del chorro Diesel. Es evidente que este uso del CFD no sería posible si no existiese la analogía entre el chorro Diesel y el gaseoso que se viene defendiendo a lo largo de todo el presente trabajo, y que va a permitir extrapolar las conclusiones de uno al otro. Además, el modelado del proceso de atomización de un chorro líquido como el Diesel requiere de unas ciertas entradas acerca de la distribución de las gotas a la salida de la tobera que lo hacen ciertamente dependientes del modelo empleado. En cambio, en el chorro gaseoso no existen estos inconvenientes, siendo la incertidumbre más grande la relacionada con el modelo de turbulencia que se emplee.

Conviene remarcar el hecho de que los resultados de los cálculos se van a emplear como validación de las consideraciones teóricas de los capítulos 4 y 5. No se puede asegurar en ningún momento que los resultados proporcionados por los mismos sean exactos en cuanto a simulación del chorro gaseoso, pues no se contrastan con ninguna fuente de datos experimentales que lo valide. Sin embargo, el comportamiento del chorro en cuanto a leyes de escalado y perfiles de propiedades sí que debería ser coherente con los resultados teóricos, y es ahí donde se va a incidir, en el uso del programa para descubrir los parámetros controlantes del chorro gaseoso, y por extrapolación, del chorro Diesel.

El código empleado para los cálculos ha sido FLUENT [8], un código comercial que permite resolver mediante el método de los volúmenes finitos multitud de situaciones de flujo en una gran diversidad de condiciones (laminar, turbulento, compresible, incompresible) y geometrías. Las simulaciones realizadas han buscado leyes de escalado entre los diversos grados de complejidad establecidos para el estudio del chorro gaseoso (capítulos 4 y 5), por lo cual se han realizado simulaciones de chorro gaseoso estacionario inyectado en un recinto abierto, cuya definición geométrica sería igual al esquema de la figura 4.1. Este hecho ha simplificado el tratamiento de los resultados, puesto que desaparece la dependencia temporal como variable que hay que analizar. Además, ello no priva de utilidad a las conclusiones obtenidas, puesto que re-

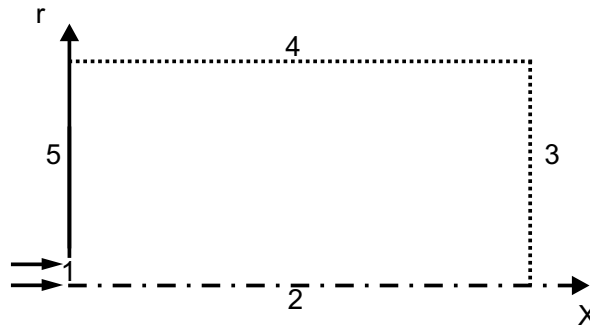


Figura 3.1: Dominio de cálculo. 1.- Orificio de inyección 2.- Eje del chorro 3 y 4.- Entradas y salidas de flujo 5.- Pared.

cordemos que como indican Correas [1] y López [2], el chorro transitorio consta de una zona importante en la cual la estructura ya es la del chorro estacionario. Otro aspecto simplificador ha sido el derivado de emplear una configuración de chorro libre sin movimiento de aire lateral, de acuerdo a las condiciones de partida planteadas en el capítulo introductorio. Ello implica que el chorro tendrá una estructura axisimétrica, permitiendo resolver el problema en coordenadas cilíndricas, de forma que únicamente hay que emplear un dominio bidimensional que corresponde al plano de simetría del chorro ($x \geq 0$, $r \geq 0$).

3.2.1 Metodología

Mallado

El dominio de cálculo tiene una forma rectangular y aparece esquematizado en la figura 3.1. El tamaño del dominio de cálculo ha sido referido en cada caso al diámetro equivalente del problema, d_{eq} , teniendo en todas las simulaciones unas dimensiones de $120 d_{eq} \times 55 d_{eq}$. De esta forma, prácticamente todo el chorro queda dentro del dominio, independientemente de las condiciones del problema (sobre el eje, la fracción másica de combustible en el extremo es del orden del 5%) y no existen efectos perniciosos en los límites del dominio, pues el chorro sale siempre por la cara opuesta de entrada³¹. Este dominio estándar ha sido discretizado en 350×52 celdas, tamaño al que se ha llegado tras un proceso de optimización de la malla por comparación entre diferentes resoluciones.

³¹Se ha comprobado que si el dominio es muy alargado y el chorro sale en parte por la parte superior derecha existen efectos no deseables en el cálculo en dicha zona.

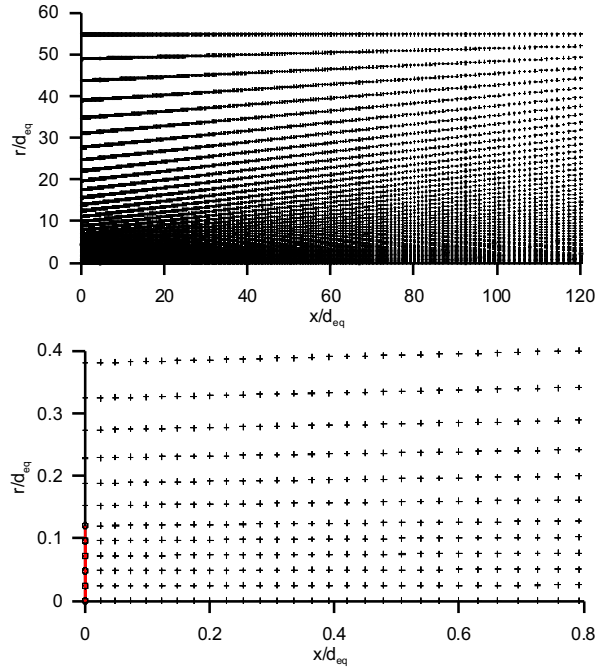


Figura 3.2: Ejemplo de mallado empleado. La parte superior representa todo el dominio, y la inferior únicamente la zona cercana a la tobera. El diámetro geométrico del orificio de salida es de 0.125 mm y el diámetro equivalente del problema en este caso es de 1.04 mm.

El hecho de definir el dominio del mallado en diámetros equivalentes se justifica debido a que si se emplea un mallado del mismo tamaño (en metros) para dos problemas en los que, por ejemplo, se aumente la densidad del aire ambiente, se sabe que la solución real son dos chorros de diferente tamaño. En el chorro de mayor tamaño, el cambio de las propiedades (temperatura, velocidad, ...) en cada celda es mucho menor que en el chorro más pequeño, teniendo en cuenta que el tamaño de celda es idéntico en ambos casos, con lo que se podría decir que la resolución espacial con la que se está calculando el problema es mayor que en este último. Puesto que, como se verá a lo largo de la tesis, el diámetro equivalente es el parámetro característico de tamaño del chorro se ha optado por hacer un dominio estandar en términos del diámetro equivalente del problema. Al mantener constante el número de celdas para un tamaño de dominio referido al diámetro equivalente del problema se mantiene la resolución del problema ajustada al cambio espacial en las propiedades del chorro.

La malla empleada se representa en la figura 3.2, así como un detalle de

la zona cercana a la tobera. El mallado es estructurado, con una resolución mayor en las cercanías del origen y en el eje, que es donde se dan los mayores gradientes de las propiedades. Como criterio de distribución de las celdas, además, se ha procurado que éstas no sean excesivamente alargadas en dirección axial, para lo cual se ha decidido que las celdas no sean totalmente rectangulares, de manera que en la mayor parte del dominio la relación de tamaños en dirección axial y radial es constante. La única zona donde ello no ocurre es en la parte superior izquierda, cercana a la pared pero alejada del orificio de salida. Sin embargo, esta zona es de poco interés en el estudio del chorro, de ahí que no se haya buscado mayor refinado en la misma.

Modelos de simulación

A continuación se comentan los modelos elegidos en los cálculos realizados:

Turbulencia: Como modelo de turbulencia se ha elegido el $k-\varepsilon$ estándar, empleando las constantes que aparecen por defecto en el código FLUENT, y que suelen ser aceptadas en la mayoría de problemas en los que se aplica este modelo [9]. También ha sido empleado en una gran cantidad de estudios sobre modelado de chorros, incluyendo los de chorro isoterma que han precedido al trabajo de la presente tesis. La principal limitación del método reside en la consideración de isotropía de la turbulencia. Ello no supone un inconveniente en el caso que aquí se estudia, pues de acuerdo con las consideraciones teóricas que se van a hacer en el capítulo de chorros gaseoso, se supone que en este tipo de problemas el flujo presenta una viscosidad turbulenta constante. De ahí que no se haya optado por probar otros modelos de turbulencia. Los únicos parámetros del modelo de turbulencia que se han modificado son los números de Schmidt y de Prandtl turbulentos (véase el capítulo 4), que cuantifican la interacción entre el transporte turbulento de cantidad de movimiento y los de masa y energía, respectivamente. Dichos parámetros han sido puestos deliberadamente iguales a la unidad, de manera que se establecen las analogías entre las soluciones de la velocidad axial, la fracción másica de combustible y la entalpía que se muestran en los capítulos 4 y 5.

Especies y energía: En cuanto al tratamiento de las especies, se ha empleado de forma alternativa dos modelos diferentes, tanto para mezcla no reactiva como en combustión:

- El primero de ellos resuelve una ecuación de transporte para la frac-

ción másica de cada especie³² y otra para la energía. Las ecuaciones de transporte tienen la estructura clásica con los términos:

$$\text{no estacionario} + \text{convectivo} + \text{difusivo} + \text{término fuente} = 0$$

En el caso de mezcla no reactiva³³, el término fuente es nulo, mientras que si hay reacción de combustión este término se puede calcular según dos modelos. En el primero, denominado según la nomenclatura de FLUENT como modelo de *Eddy Dissipation* (ED)³⁴, el término fuente es el resultado de la mezcla turbulenta entre reactivos. De esta forma, dicho término depende únicamente de la fracción másica de especies y de los términos de generación y disipación de turbulencia, sin limitaciones de temperatura. Este es el modelo que se emplea para simular llamas de difusión sin lift-off, pues la turbulencia de la llama es el mecanismo controlante de la velocidad de combustión. El otro caso, denominado modelo *Finite Rate - Eddy Dissipation* (FRED), es una extensión del anterior, calculando como término fuente de la reacción el menor de dos valores. El primero de ellos es idéntico al del modelo ED. El segundo se calcula como la suma de unos términos de Arrhenius procedentes de cálculos de cinética química, con lo que se puede tener en cuenta efectos de temperatura sobre la velocidad de combustión [9]. En definitiva, tomar el mínimo de los dos supone ir en cada punto del dominio de cálculo al fenómeno más limitante: la tasa de mezcla turbulenta o la tasa de reacción química. Este segundo modelo se empleará para la simulación presentada de llama gaseosa con lift-off al final del capítulo 5, pues precisamente este fenómeno físico aparece debido a la imposibilidad de la reacción de progresar aguas arriba hasta el origen del chorro debido a limitaciones en la velocidad de combustión.

- El otro modelo, que según la nomenclatura de FLUENT se denomina modelo *PrePDF*, es una versión desarrollada para la simulación con CFD de los conceptos de *fracción de mezcla* y de *relaciones de estado*, presentados ambos en los capítulos 4 y 5. Para tener en cuenta el efecto de la turbulencia sobre el valor de las propiedades

³²Menos una, puesto que la suma de todas las fracciones másicas ha de ser igual a la unidad.

³³Este modelo es el que emplean Correas [1] y López [2] para el modelado del chorro isoterma.

³⁴En realidad, los conceptos de este modelo están basados en la generalización del modelo *Eddy Breakup* de Spalding realizada por Magnussen y Hjertager [10].

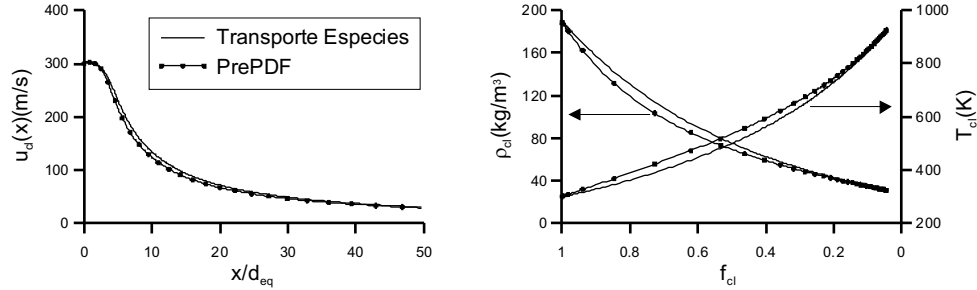


Figura 3.3: Comparación entre resultados en el eje del proceso de mezcla inerte de un chorro de butano a 300 K en un ambiente de aire a 1000 K simulados mediante el modelo de transporte de especies y PrePDF.

locales se supone una cierta función de distribución de probabilidad de la fracción de mezcla, de la cual se toman como variables independientes su valor medio y varianza. Conociendo de antemano las relaciones de estado en función de estos dos últimos parámetros, se resuelve una ecuación de transporte para estas dos variables, la cual sustituye a las ecuaciones de especies y energía. El modelo presenta la ventaja importante de rapidez de cálculo, pero no puede usarse en dominios cerrados en el caso reactivo, en los que las condiciones del aire que se va a quemar van variando debido a la compresión inducida por el proceso de combustión.

Se ha realizado una evaluación de estos modelos, llegando a la conclusión de que sus soluciones, a pesar de no ser totalmente idénticas en cuanto a valores absolutos, sí que muestran tendencias muy parecidas. La figura 3.3 representa una comparación entre los resultados obtenidos con el modelo de transporte y con el modelo PrePDF para un chorro no reactivo de butano inyectado en una atmósfera de aire. Se aprecia cómo la pendiente de caída de la velocidad axial calculada sobre el eje (figura de la izquierda) es mayor en el caso del PrePDF hasta una distancia de unos $40 d_{eq}$, a partir de la cual los resultados son muy parecidos. Con el fin de analizar las propiedades termodinámicas locales, la gráfica derecha de la figura 3.3 muestra la temperatura y densidad en función de la fracción másica de combustible para ambos modelos (lo que en el capítulo 4 se denomina *relaciones de estado*). También aquí se aprecian diferencias entre valores de fracción másica de combustible en un rango de 0.2 a 1, correspondiente a zonas cercanas a la tobera³⁵. Así pues, aparecen una

³⁵Puesto que se trata de simulaciones de chorro a presión prácticamente constante, las

serie de diferencias al comparar en términos absolutos los modelos de transporte y PrePDF, que también se han observado en casos reactivos, y que son el resultado del diferente tratamiento de la interacción entre la turbulencia y las especies y energía. Ello es debido a que dicha interrelación viene considerada en el modelo tipo PrePDF mediante las funciones de probabilidad, que imponen *a priori* una ley estadística, mientras que en los modelos de transporte ello no ocurre. En las cercanías de la tobera la turbulencia es más fuerte, y dichos efectos son más notables.

Densidad: Por último, se han probado dos tipos de ecuaciones de estado para la mezcla gaseosa, en ambos casos tomando una hipótesis de gas perfecto. La diferencia radica en que una de ellas, que FLUENT denomina *de gas ideal*, calcula la densidad en un punto a partir de la presión, composición y temperatura locales, mientras que la otra, que FLUENT denomina *de gas incompresible*, emplea la densidad y temperatura locales, pero una presión definida por el usuario, y que se ha establecido como la presión media en el dominio abierto. De esta forma, el campo de presiones se desacopla de la ecuación de estado local. Este aspecto tiene una gran relación con el tema de la compresibilidad del flujo, que es tratado en el apartado de *consideraciones particulares* de este punto. Hay que señalar que el empleo de los diferentes modelos de densidad proporciona soluciones ligeramente distintas, sobre todo en las cercanías de la tobera. Sin embargo, a partir de una cierta distancia a la tobera dichas diferencias desaparecen, de la misma forma que ocurriría entre los modelos de transporte y PrePDF para el tratamiento de las especies y energía. Téngase en cuenta que la presión que calcula el código CFD es prácticamente constante en todo el dominio, excepto precisamente en las cercanías de la tobera (a menos de 10 diámetros geométricos), y puede que ello ocasione las diferencias antes comentadas, que desaparecen rápidamente en cuanto la presión se estabiliza.

Otros aspectos del cálculo

FLUENT ofrece la posibilidad de trabajar con dos solvers, denominados '*segregated*' y '*coupled*', que han sido elegidos según las características del problema concreto. El primero es más rápido, pero también menos estable en la convergencia al pasar a problemas con diferencias elevadas de densidad y temperatura entre combustible y aire, a menos que se emplee el modelo de

diferencias máximas en temperatura y densidad se corresponden al mismo valor de fracción másica.

densidad incompresible. Con el segundo se eliminan estas inestabilidades, pero el tiempo de cálculo es muy elevado. Así pues, se ha empleado este último únicamente en el caso de los combustibles de mayor peso molecular.

Se ha empleado como esquema de discretización el 1st *order upwind* en las ecuaciones del momento, energía cinética y disipación turbulentas, especies y energía, y como acoplamiento presión-velocidad el método *SIMPLE* en el caso de usar el solver *segregated*. No se va a entrar en más detalle en estos aspectos tan específicos, pues se ha comprobado que su influencia en el cálculo es prácticamente despreciable, más aún si lo que se pretende es, como en este caso, obtener leyes de comportamiento del chorro a partir de tendencias más que de valores absolutos.

3.2.2 Consideraciones particulares

En cada caso, los parámetros que definen el problema, y por tanto la simulación, son:

- Especie combustible: se han empleado diversos gases que simulan hidrocarburos de cadena sencilla en un rango de pesos moleculares entre 58 *g/mol* (C_4H_{10}) y 167 *g/mol* ($C_{12}H_{23}$).
- Especie aire: se ha empleado una mezcla de oxígeno y nitrógeno tanto para casos reactivos como no reactivos. Puntualmente se ha empleado gases inertes como el helio para conseguir diferencias elevadas de densidad entre el combustible y el aire, similares a las que ocurren en un motor Diesel.
- Presión en el dominio: Puesto que se trata de un dominio abierto y de chorros gaseosos, la influencia de este parámetro es nulo, pues son las densidades las que realmente controlan el comportamiento de los chorros. Por tanto, no se ha considerado la variación de presión y se ha empleado una valor de 80 *bar* en todos los casos.
- Temperatura: Como temperatura de entrada del combustible se ha empleado siempre 300 *K*. Como temperatura del aire ambiente se ha barrido un rango elevado, considerando desde 300 *K* (chorro isoterma) hasta 1000 *K*.
- Diámetro del orificio: Se ha intentado que el diámetro geométrico del problema sea tal que el diámetro equivalente del problema (definido en el capítulo 4) cuando la temperatura del aire es del orden de 900–1000 *K*

(dependiendo del caso) sea similar al que se da en condiciones Diesel, esto es, un valor de aproximadamente 1 *mm*.

- Velocidad de salida: Se ha empleado valores de velocidad de salida del orificio tales que el número de Mach no supere el valor 1.4.

Un aspecto destacado, y que ya ha aparecido en este último punto, es el de la compresibilidad del flujo. Si tomamos como referencia una velocidad de salida de 400 *m/s* en el orificio³⁶ nos encontramos con que en la mayoría de los hidrocarburos gaseosos candidatos a las simulaciones esta velocidad sobrepasa la velocidad del sonido a una temperatura de 300 *K*. Ello implicaría entrar en cálculos de fenómenos de compresibilidad si el objeto de estudio fuese el chorro gaseoso. Sin embargo, teniendo en cuenta que el objetivo que buscamos es la extrapolación de los resultados al chorro Diesel, en el cual el combustible sale en fase líquida por el orificio³⁷, con lo que el flujo es subsónico, nos encontramos con que carece de sentido el estudio de estos efectos de compresibilidad. La comparación entre cálculos realizados mediante consideraciones de flujo compresible e incompresible indica que la información que entregan ambos es idéntica en lo que se refiere a la caracterización del chorro estacionario mediante leyes de escalado: por ejemplo, la influencia del diámetro equivalente (capítulos 4 y 5) es la misma empleando un cálculo compresible o incompresible, hecho que confirman Hill y Ouelette [11] analizando datos experimentales. En cambio, el coste computacional (en tiempo) es mucho más elevado en el primer caso. De ahí que en muchos de los casos se haya optado por el empleo de un modelo de densidad incompresible, y que en la medida de lo posible se haya elegido el solver segregated. Este es el punto de vista ya empleado por Correas y López en el estudio del chorro gaseoso, y queda plenamente justificado teniendo en cuenta el objetivo final de las investigaciones.

En definitiva, y recordando la postura defendida al principio de este apartado, el empleo de las simulaciones CFD se ha hecho con el ánimo de aprender de los resultados, analizándolos y corroborando leyes teóricas (capítulos 4 y 5) que describan su comportamiento de forma sencilla. No se pretende simular un caso particular de un chorro gaseoso concreto para realizar una comparación directa de los resultados, sino que se pretende obtener leyes de escalado a partir del análisis de las tendencias. Por ello, aspectos como los modelos de densidad o de especies, o la compresibilidad del flujo se han tenido en cuenta siempre hasta un límite razonable, habiendo comprobado que ejercen influen-

³⁶Mediante la ecuación de Bernouilli esta velocidad correspondería a un salto de presiones de aproximadamente 655 *bar*.

³⁷Salvo por efectos de cavitación.

cia sobre la solución concreta, y no sobre las leyes de comportamiento que se pueden generar a partir de estos resultados.

3.3 Instalaciones experimentales

3.3.1 Motor maqueta

La primera de las instalaciones experimentales para la obtención de información es un motor de dos tiempos con amplios accesos ópticos, descrito con detalle en el trabajo de Martínez [12] que a partir de aquí denominaremos *motor maqueta*, pues permite simular condiciones termodinámicas de presión, temperatura y densidad similares a las que se alcanzan en el interior de la cámara de combustión de un motor Diesel DI en punto muerto superior. El elemento central es un motor monocilíndrico de dos tiempos de barrido por cárter con tres litros de cilindrada y velocidad de giro reducida. Las características geométricas se presentan en la tabla 3.1.

El motor no desarrolla un trabajo neto positivo en un ciclo, puesto que las cantidades de combustible inyectadas no son suficientes (4 a 18 *mg/ciclo* frente a las requeridas por un motor de esta cilindrada, del orden de 50 *mg/ciclo*). Debido a ello se emplea un motor eléctrico asíncrono tanto para acelerar desde el reposo hasta el régimen de funcionamiento, como para mantenerlo en las condiciones de giro requeridas.

Debido a la necesidad de estudiar el comportamiento del chorro en condiciones inertes y reactivas, la instalación ofrece la posibilidad de operar en dos modos de funcionamiento:

Condiciones reactivas en las cuales la instalación funciona como un motor convencional: un compresor Roots impulsa aire tomado de la atmósfera hasta el cilindro, donde se realiza el ciclo de trabajo del motor, de manera

Parámetro	Valor
Diámetro de pistón (<i>mm</i>)	150
Carrera (<i>mm</i>)	170
Carrera efectiva (<i>mm</i>)	108
Cilindrada (<i>cm</i> ³)	3000
Relación de compresión efectiva	17.1

Tabla 3.1: Características geométricas del motor maqueta.

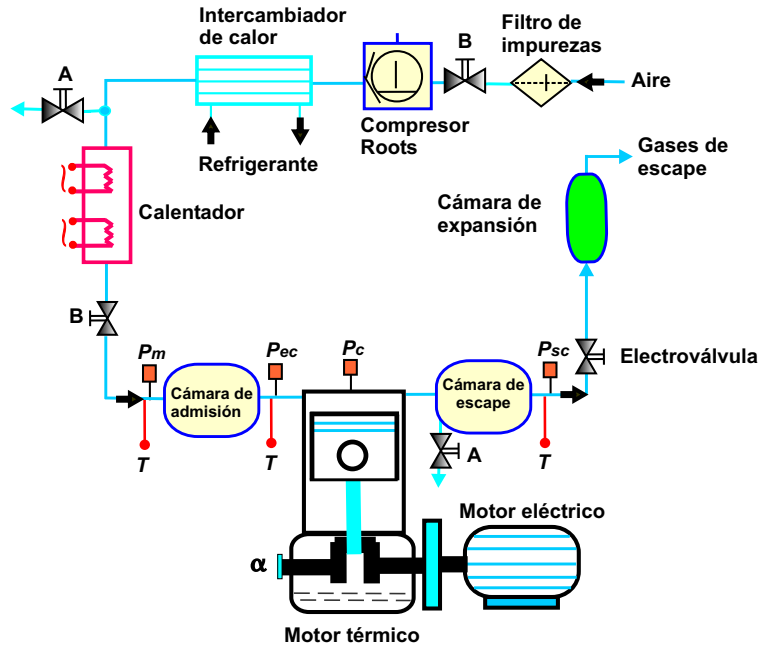


Figura 3.4: Esquema de la configuración del motor maqueta para el estudio del chorro en ambiente reactivo. Fuente: Martínez [12].

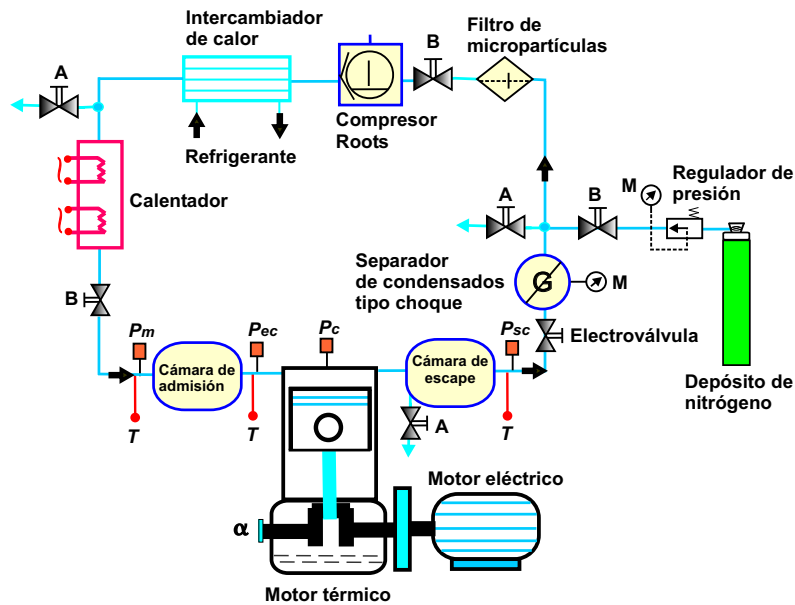


Figura 3.5: Esquema de la configuración del motor maqueta para el estudio del chorro en ambiente inerte. Fuente: Martínez [12].

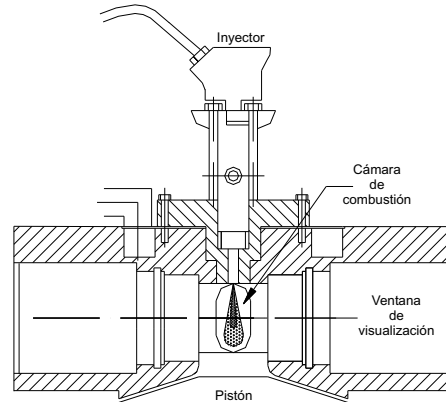


Figura 3.6: Sección vertical de la culata del motor maqueta.

que tras la combustión los gases de escape son expulsados de nuevo a la atmósfera. La figura 3.4 muestra un esquema de la instalación y del equipo usado con esta configuración.

Condiciones inertes en las cuales el fluido trasegado por el motor es nitrógeno puro, de manera que sus propiedades físicas son muy parecidas a las del aire, pero en el interior del cilindro no se da reacción química de combustión. La figura 3.5 muestra un esquema del funcionamiento con esta configuración. El motor trabaja en un circuito cerrado: el nitrógeno es impulsado hacia el cilindro por un compresor Roots a través de dos unidades de acondicionamiento y un pequeño remanso de admisión. Tras el ciclo de funcionamiento del motor, los gases de escape (nitrógeno y combustible) son filtrados por un sistema que separa las gotas de combustible y elimina posibles partículas sólidas, y el nitrógeno es conducido de nuevo a la admisión del compresor Roots. Las posibles fugas, controladas al medir la presión del circuito, se compensan con el llenado del mismo.

La figura 3.6 muestra una sección de la culata del motor de dos tiempos, que aloja una cámara de combustión cilíndrica con un diámetro de 45 mm y una altura de 53 mm . La cámara tiene un acceso superior para el inyector, y cuatro laterales ortogonales. Uno de ellos se usa para situar el transductor de presión (parte izquierda en la figura 3.6), mientras que en los otros tres se sitúan las ventanas de visualización. Se trata de ventanas de cuarzo, de sección $49 \times 33\text{ mm}^2$ y 20 mm de espesor. De esta manera se dispone de hasta tres accesos ópticos para la aplicación de distintas técnicas, lo cual dota a esta instalación de una gran flexibilidad.

La inyección de combustible se lleva a cabo mediante un sistema Common Rail de Bosch, capaz de trabajar con una presión de inyección desde 300 a 1300 *bar*. El inyector está equipado con toberas minisaco específicas para investigación, con un único orificio en el eje del inyector y diámetros de orificio nominales entre 115 y 200 μm . El sistema de inyección permite controlar, además de la presión, el inicio y la duración del proceso de inyección. Además, con el objetivo de minimizar el ensuciamiento de la ventana el sistema permite realizar una única inyección cada cierto número de ciclos de motor predefinido.

El motor trabaja siempre a una velocidad de giro de 500 *rpm*, valor óptimo teniendo en cuenta las vibraciones del mismo y la necesidad de un régimen de giro mínimo para mantener la lubricación del motor. La presión del gas de admisión (nitrógeno o aire) es controlada por medio del compresor Roots, que actúa como sistema de sobrealimentación, en combinación con una válvula de contrapresión que modifica el proceso de barrido. Se pueden alcanzar presiones de sobrealimentación de hasta 2 *bar* (absoluta). La temperatura de admisión es controlada por dos sistemas de acondicionamiento que actúan como focos frío y caliente, respectivamente. De esta manera, la temperatura de admisión del gas se puede variar desde temperatura atmosférica hasta 120°C.

Como se observa a partir de las características de la misma, el potencial de esta instalación reside en la obtención de información del chorro en un entorno controlado, en el que la evolución del mismo no viene influenciada por aspectos como el movimiento del aire o la interacción temprana con la pared del bowl de la cámara de combustión. La instalación está pensada para poder aplicar las técnicas ópticas de una forma muy eficiente, de forma que el plano del chorro queda siempre perpendicular a la dirección de visión. Así pues, la información de este motor procede fundamentalmente de estas técnicas, complementada con la de la medida de la señal de presión en cámara y el análisis de la misma de acuerdo a la metodología descrita en [12]. La información recogida de la misma se empleará en los análisis realizados acerca del proceso de evaporación del chorro Diesel inerte en el apartado 6.2 y para el estudio de la llama Diesel presentado en el capítulo 7.

3.3.2 Motor monocilíndrico con accesos endoscópicos

La segunda instalación experimental de la cual se ha obtenido datos para el estudio del comportamiento del chorro Diesel en combustión es un motor monocilíndrico de cuatro tiempos representativo de las condiciones motor especificadas en el capítulo de introducción de esta tesis para motores *Heavy-Duty*. Dicho motor ha sido objeto de estudio en la tesis de Molina [6], donde aparece

Parámetro	Valor
Diámetro de pistón (mm)	123
Carrera (mm)	156
Cilindrada (cm^3)	1850
Relación de compresión	16.3

Tabla 3.2: Características geométricas del motor con accesos endoscópicos.

una descripción detallada del mismo que aquí se resume.

El motor reproduce, con un solo cilindro, un motor de serie RVI (Renault Véhicules Industriels) MIDR62356EURO3, de 6 cilindros con una cilindrada total de 11.1 litros, una potencia máxima de 300 kW a 1800 rpm y un par máximo de 1500 Nm a 1500 rpm . Las características geométricas de este motor están especificadas en la tabla 3.2. El pistón es de aluminio con la cámara de combustión labrada. El diámetro de cámara de combustión respecto al diámetro del cilindro es de 0.67, lo que junto con un bajo coeficiente de torbellino (1.23) confiere a la cámara de combustión un carácter ‘tranquilo’ con movimiento de aire moderado, por lo que fundamentalmente el propio sistema de inyección es el encargado del proceso de mezcla entre el aire y el combustible [6].

La culata del motor aloja 4 válvulas con el inyector centrado, entrando de forma vertical en la cámara de combustión. El sistema de inyección es del tipo Common Rail fabricado por la empresa Denso. La presión máxima de trabajo de este sistema es 1300 bar . La tobera nominal del motor posee 8 orificios con un diámetro geométrico de 180 μm . Para simular la sobrealimentación se emplea un compresor de tornillo, que proporciona aire cuya temperatura es controlada por un sistema de acondicionamiento. Tanto la presión como la temperatura son reguladas en un remanso aguas arriba de la admisión. El efecto de la turbina se simula mediante una válvula de contrapresión a la salida del remanso de escape del motor. La instrumentación de la instalación incluye todos los controladores y reguladores de las variables de funcionamiento del motor.

Este motor en sí mismo constituye el entorno más cercano al motor real para el estudio del proceso de inyección y de combustión del chorro Diesel. El objeto final del trabajo aquí planteado sería el análisis y comprensión de la respuesta de un motor de este tipo a partir del conocimiento del comportamiento de los chorros inyectados. Este objetivo es altamente ambicioso, y precisamente la peculiaridad de esta instalación ha sido el establecer un paso de complejidad intermedia entre un chorro en un ambiente aislado y contro-

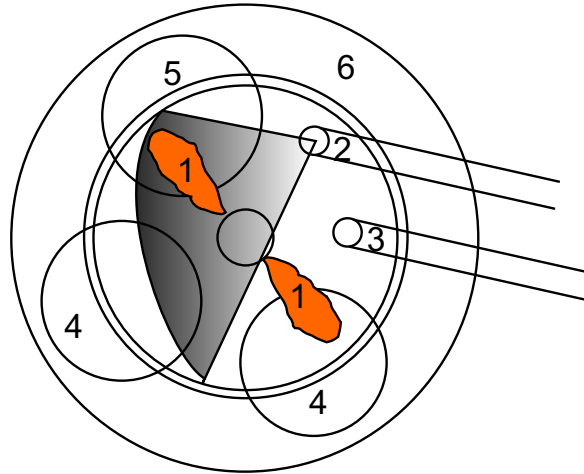


Figura 3.7: Vista superior de los accesos ópticos para la visualización endoscópica. 1.- Chorros 2.- Acceso endoscópico 3.- Acceso iluminación 4.- Válvulas de admisión 5.- Válvula de escape 6.- Vista superior del pistón. El área sombreada muestra la zona de visión.

lado como el motor maqueta descrito en el apartado anterior y el motor final tal como se ha descrito hasta ahora. Con esta intención se ha reemplazado la tobera original de ocho orificios por otra de dos orificios con el mismo diámetro que los originales. Además, la culata ha sido modificada para posibilitar dos accesos ópticos a la cámara de combustión, uno para poder iluminar y el otro para la toma de imágenes. Con este objetivo, se ha eliminado una de las válvulas de escape del motor, tapando el hueco con un postizo, y se han mecanizado dos conductos (los accesos ópticos propiamente dicho) a través de la culata que permiten la introducción del instrumental óptico pertinente que se describe en el apartado 3.4.4. La figura 3.7 muestra una vista superior del resultado. Con el fin de compensar el efecto de la eliminación de la válvula de escape sobre el proceso de renovación de la carga, la contrapresión de escape se ha reducido con respecto a la del motor en funcionamiento convencional.

El empleo de técnicas de visualización endoscópica permite aprovechar los reducidos accesos ópticos para el estudio del comportamiento de uno de los dos chorros aislados del resto pero evolucionando en una geometría real de motor. El entorno, pues, es ideal para los propósitos de esta tesis. Además, la medida de la señal de presión y el análisis de la misma mediante la primera ley de la termodinámica pueden ser aplicados en este motor con mayor fiabilidad que en el caso de un motor de dos tiempos como el motor maqueta. Como contrapartida, la información procedente de las técnicas ópticas no va a ser de

tanta calidad, debido a las limitaciones impuestas por los reducidos accesos ópticos, que implican menor resolución espacial y grandes pérdidas de luz. A esto hay que añadir que el hecho de evolucionar en una geometría real con una fuerte interacción de la llama con la pared complica la interpretación de los resultados de las imágenes.

En este motor ya se han llevado a cabo estudios mediante la técnica de endoscopia [4], en donde se ha analizado con profundidad la diferencia de comportamiento entre el motor original con la tobera de 8 orificios y la versión con la tobera de 2 orificios. Este estudio ha sido realizado en los principales modos de funcionamiento del motor según el ensayo europeo estacionario para medida de emisiones. Un estudio posterior, que será recuperado en el capítulo 6, trata del análisis del proceso de evaporación y combustión del chorro mediante las técnicas de visualización. En él se emplea una tobera de 2 orificios con un diámetro de orificio de $200 \mu\text{m}$, algo superior al nominal del motor. Es esta configuración la que se emplea en esta tesis con el objetivo de obtener información del proceso de evaporación, autoencendido y estructura de la llama de difusión muy cercana al motor real.

3.4 Técnicas ópticas

En este apartado se describen las técnicas experimentales empleadas para el análisis del chorro Diesel en los estudios planteados en los capítulos 6 y 7, que son recogidas a nivel de resumen en la tabla 3.3, y que serán descritas en los siguientes apartados:

Técnica	Instalación	Objeto de estudio
Iluminación trasera difusa	Motor maqueta	Evaporación
Método de los dos colores	Motor maqueta	Llama de hollín
Quimioluminiscencia OH	Motor maqueta	Lift-off
Visualización endoscópica	Motor endoscopia	Evaporación Llama de hollín

Tabla 3.3: Técnicas ópticas empleadas en esta tesis.

3.4.1 Iluminación trasera difusa

Fundamento

La técnica de iluminación trasera difusa³⁸ ha sido empleada de forma extensiva en el grupo de trabajo en el que se enmarca la presente tesis para el estudio del chorro Diesel isoterma. Sus resultados han sido de gran utilidad para el análisis del comportamiento del chorro bajo esas condiciones [3] y para la puesta a punto de modelos de predicción de este tipo de chorros [1, 2]. El fundamento de la misma consiste en la obtención de imágenes de la sombra que proyecta un chorro Diesel al ser atravesado por un haz de luz uniforme incoherente, obtenido de una lámpara estroboscópica continua. En el caso que nos va a ocupar, el chorro en ambiente evaporativo, dicha sombra se corresponde únicamente con la ubicación de la fase líquida del chorro.

Metodología

La metodología básica ha sido estudiada con detalle en el grupo de trabajo [13, 14] para chorro Diesel isoterma. A partir de la misma se ha diseñado un montaje experimental que aparece en la figura 3.8. Dicho montaje se ha empleado para los estudios de evaporación presentados en el apartado 6.2, llevados a cabo en el motor maqueta descrito en el apartado 3.3.1 de este capítulo. Esta instalación posee amplios accesos ópticos que posibilitan la aplicación de esta técnica. La figura 3.8 representa una vista superior del montaje con una sección horizontal de la culata y esquemas de las conexiones de los sistemas de medida. Se aprecia que de los cuatro accesos ópticos del motor se emplean dos específicamente para esta técnica, estando un tercero reservado al captador de presión, mientras que el cuarto no se emplea. El sistema de adquisición de imágenes (AVL Videosystem) consta de una cámara, un sistema de iluminación estroboscópica o flash y una unidad central que sincroniza todo el sistema con el motor. La cámara es digital con sensor CCD color, y está situada sobre unos perfiles ópticos de posicionamiento frente a una de las ventanas del motor. El sistema de iluminación consta de una fuente de luz de Xenon estroboscópica, un sistema de fibras ópticas que conduce el haz de luz hasta una lente situada frente a la ventana opuesta a la de la cámara y un difusor que ayuda a uniformizar el fondo luminoso de las imágenes. Las especificaciones técnicas del sistema se resumen en el apéndice 3.A. Como se

³⁸Esta técnica ha sido denominada frecuentemente [1, 12] como *ombroscopía*, (en inglés, shadowgraphy), pero su denominación correcta es la que aquí se emplea, pues la ombroscopía propiamente dicha permitiría distinguir la fase vapor, hecho que aquí no ocurre.

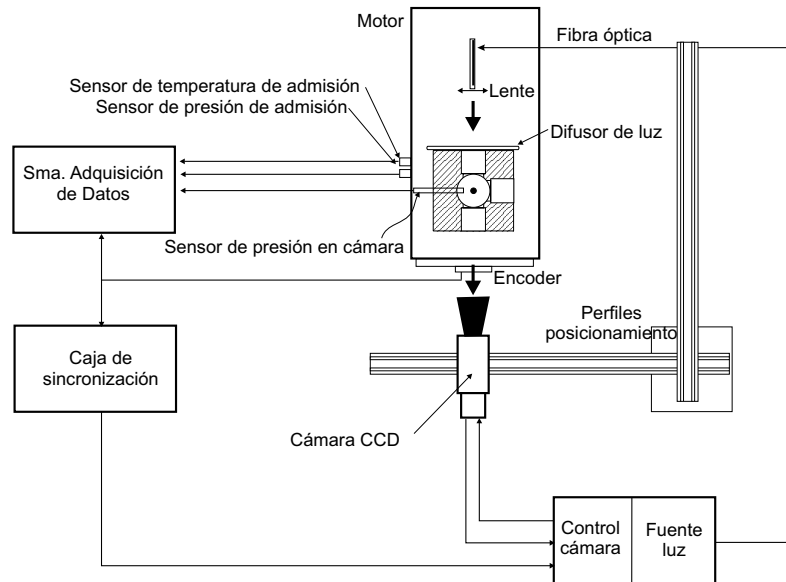


Figura 3.8: Montaje experimental para la aplicación de la técnica de iluminación trasera difusa.

ha comentado anteriormente, el haz de luz producido por el sistema de iluminación atraviesa la cámara de combustión del motor y al interactuar con el chorro líquido produce una sombra que es recogida por la cámara CCD. El sistema de adquisición de imágenes se sincroniza con el motor a partir de la señal que proporciona el codificador angular (en la figura, el *encoder*) una vez por vuelta.

El procedimiento experimental incluye la toma de imágenes, así como el registro de la señal de presión en la admisión, en el cilindro y en el escape. La adquisición de imágenes ocurre, debido a limitaciones del sistema, con una frecuencia del orden de 1 Hz . Debido a ello, las imágenes tomadas pertenecen a inyecciones diferentes, de ahí que se tomen 10 imágenes de cada instante de inyección, con lo que se puede estudiar el comportamiento medio de los chorros generados por este sistema de inyección. Las fluctuaciones que se observen en los resultados serán, pues, resultado de la turbulencia y de la dispersión entre inyecciones, hecho que hay que tener en cuenta al analizarlos.

El tiempo de exposición empleado en las imágenes es de $62.5\mu\text{s}$, que es el mínimo que permite la cámara. Sin embargo, la duración del pulso de luz es de unos $20\mu\text{s}$ ($1/3$ del valor pico de intensidad). Puesto que la información recogida por la cámara es precisamente la que proviene de la dispersión del haz de luz, el tiempo de exposición efectivo de las imágenes será la duración del

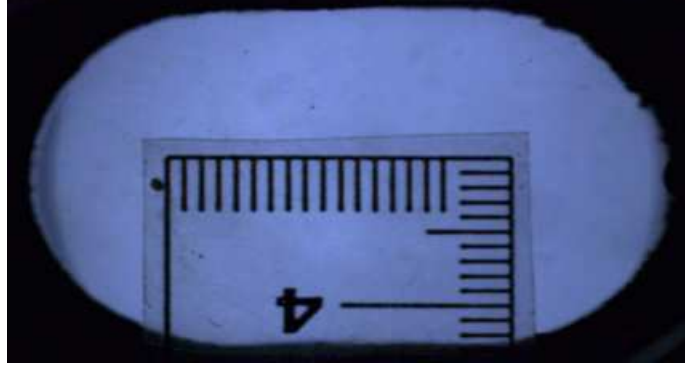


Figura 3.9: Imagen de referencia para la obtención de la relación *pixel-milímetro* de las imágenes de iluminación trasera difusa.

haz de luz, suficientemente corto con el fin de congelar los complejos procesos físicos que están teniendo lugar durante la inyección de combustible.

Previamente a la realización de los ensayos, y con el motor parado, se toma una imagen de referencia de una escala graduada situada en el interior de la cámara de combustión. Con esta imagen se calcula la resolución espacial, parámetro básico para obtener las medidas reales de los parámetros geométricos del chorro. Este valor es de un orden de 14.5 pixel/mm en los ensayos realizados. La figura 3.9 muestra una de las imágenes de referencia empleadas.

Las imágenes tomadas son procesadas mediante algoritmos desarrollados *ad hoc* siguiendo la metodología expuesta por Palomares [13]. Los pasos de que constan son los siguientes (figura 3.10):

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

1. Reescalado de la imagen para compensar el hecho de que los píxeles del sensor de la cámara empleada son rectangulares, con lo que las imágenes aparecen alargadas en uno de los dos ejes.
2. Filtrado de media: Los fotosensores de los tres canales de color de la cámara tienen una distribución concreta que se refleja en un cierto tramado cuando se ilumina una superficie uniforme. Por esta razón se realiza una operación de suavizado de las imágenes mediante un filtro de media que elimina este efecto y ayuda a atenuar el ruido térmico de las mismas.

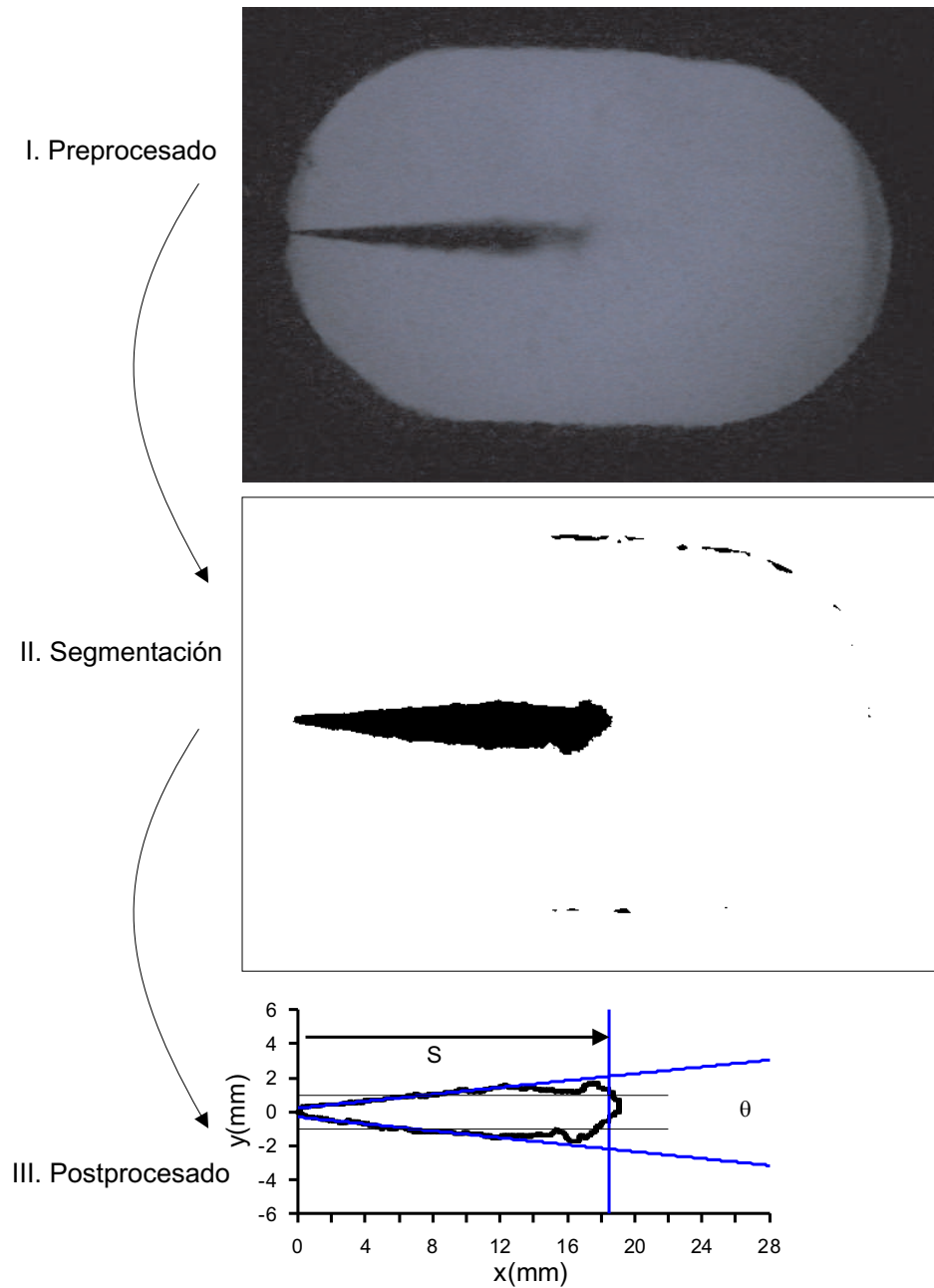


Figura 3.10: Algoritmo de procesamiento de imágenes de iluminación trasera difusa. Se incluye una imagen original (ya reescalada), otra resultado de la binarización y una tercera en la que se representan los parámetros medidos.

3. **Sustracción de fondo:** A la imagen del chorro que se va a procesar se le resta una imagen procedente del promediado de diez imágenes previas o posteriores a la inyección. Dichas imágenes representan únicamente un fondo de referencia, con lo que la imagen resultado de esta operación posee un fondo en teoría *normalizado* respecto a las condiciones particulares de los ensayos.

II. Segmentación: Esta operación, sin duda, es la más crítica de todo el procesado. Consiste en la obtención de una imagen binaria, a partir de la imagen resultado del preprocesado, en la que se separe el chorro del fondo que lo rodea. El punto fundamental es la selección de un criterio que permita decidir en qué nivel digital (o nivel de gris) se encuentra la frontera entre ambos, esto es, la obtención de un umbral. También aquí se ha seguido a Palomares empleando el criterio de segmentación basado en el *log-likelihood ratio test* para distribuciones normales [14]. Dicho test considera que el fondo y el chorro son dos distribuciones normales de niveles digitales solapadas, que separa basándose en criterios estadísticos.

III. Postprocesado: Una vez obtenida la imagen binaria del chorro y del fondo, se aplican una serie de operaciones que permiten estimar los parámetros macroscópicos de interés para el estudio de los chorros. En el caso que nos ocupa los parámetros calculados son la penetración axial (distancia máxima entre la tobera y el frente del chorro) y el ángulo de apertura, ambos referidos a la fase líquida del chorro Diesel. La penetración axial se define como la distancia desde el origen del chorro hasta el frente del contorno detectado del chorro líquido. Dicho frente se define como la posición axial promedio de los puntos que distan del eje del chorro menos de 1 *mm*. El ángulo del chorro líquido se define como el resultado del ajuste estadístico de dos rectas al 60% de los puntos del contorno detectado más cercanos al origen del chorro. Esta definición asume que la silueta del chorro líquido es cónica, lo cual no es totalmente cierto (véase apartado 6.2), pero sirve como indicador del reparto radial de masa líquida.

Consideraciones particulares

Debido a la experiencia adquirida por el grupo de trabajo en la aplicación de esta técnica al chorro Diesel en ambiente isoterma podemos considerar que el grado de fiabilidad de las medidas obtenidas es elevado. La metodología experimental y la instrumentación necesaria han sido adaptadas para su aplicación en el entorno de trabajo de esta tesis, pero no han sido necesarias

grandes modificaciones debido a las facilidades que ofrecía el motor maqueta en cuanto a accesos ópticos. Los algoritmos de procesado de imágenes también han sido adaptados, aprovechando que las características de las imágenes han sido muy similares a las del entorno isoterma. Cabe decir, sin embargo, que el hecho de tratarse de un chorro en evaporación impone exigencias adicionales sobre el algoritmo de segmentación, que ha sido estudiado y optimizado. El grado de incertidumbre en la definición de la penetración líquida máxima es un poco más elevado que en el caso isoterma, puesto que la caída de concentración del líquido es muy acusada en sus cercanías. Sin embargo, se puede decir que la detección de la fase líquida es muy precisa. En resumen, la técnica es robusta tanto desde el punto de vista del fundamento como de su metodología, lo cual la hace altamente útil para el estudio del chorro en evaporación.

3.4.2 Método de los dos colores

Fundamento

Frente a la iluminación trasera difusa, el método de los dos colores es una técnica que permite obtener información adicional a la de la visualización de la radiación de la llama con unas modificaciones sencillas en el sistema de adquisición de imágenes. La radiación procedente de una llama Diesel desde el final de la fase de combustión premezclada y hasta prácticamente el final del proceso de combustión, está dominada por el fenómeno de *incandescencia* del hollín, como en la mayoría de las llamas de difusión. Las partículas de hollín que aparecen en el interior de la llama están a una temperatura prácticamente igual a la del gas que las rodea³⁹, emitiendo radiación térmica como cualquier cuerpo a una temperatura elevada. Debido al rango de temperaturas que aparece en el interior de la llama (700 – 2800 K según se ha visto en la figura 2.9), esta radiación del hollín es mucho más intensa que la de otras especies presentes (H_2O , OH, CO_2 ...) que emiten por el fenómeno de la *quimioluminiscencia*. Así pues, las imágenes tomadas del proceso de combustión Diesel mediante las técnicas de visualización convencional, que emplean cámaras en el rango de longitud de onda visible, son básicamente imágenes de radiación del hollín presente en la llama⁴⁰.

El punto de partida del método de los dos colores es la suposición de que la radiación procedente de una llama de hollín recibida por un observador puntual depende de la longitud de onda, de la temperatura y de la cantidad

³⁹Matsui et al [15] estiman una diferencia menor de 1 K entre el hollín y el gas.

⁴⁰Es característico el color anaranjado de los procesos de combustión por difusión debido al rango de temperaturas en que se emite.

de hollín presente en la misma. Matemáticamente esta suposición se puede formalizar la siguiente ecuación:

$$I_{soot}(\lambda, T, \text{cantidad de hollin}) = \varepsilon(\lambda, \text{cantidad de hollin}) I_{cn}(\lambda, T) \quad (3.1)$$

que indica que la radiancia del hollín I_{soot} es proporcional a la radiancia I_{cn} que emitiría un cuerpo negro a la misma temperatura T y longitud de onda λ , ponderada mediante una emisividad ε que depende de la longitud de onda y de la cantidad de hollín. A partir de la Ley de Planck se deduce que, para el cuerpo negro:

$$I_{cn}(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^5} \frac{c_1}{\left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (3.2)$$

donde c_1 y c_2 son constantes con valores $c_1 = 1.1910439 \cdot 10^{-16} \text{ (W m}^2/\text{sr)}$ y $c_2 = 1.4388 \cdot 10^{-2} \text{ m K}$.

Para comprender la dependencia entre emisividad y cantidad de hollín hay que tener en cuenta de dónde procede esta radiación. En un cuerpo sólido, la energía térmica es radiada desde la superficie del mismo. Hay una ubicación clara del punto de partida de la misma. La llama puede considerarse a los efectos que aquí interesan como una distribución continua de partículas de pequeño tamaño. De acuerdo con este tratamiento, la radiación originada en la misma procede no únicamente del hollín situado en la parte más externa de la llama⁴¹, sino también de la radiación emitida por el hollín que hay en el interior de la misma, y que tiende a salir por su superficie tras una serie de procesos de absorción y dispersión. Podemos considerar, pues, un cierto grado de *transparencia* en la llama, que depende de la cantidad de hollín presente en el recorrido óptico y que determina en qué proporción la radiación está influida por las partículas interiores de la llama.

La llama es a nuestros efectos un volumen semitransparente, en el que no se conoce de manera exacta el punto de procedencia de la radiación. En este sentido hay dos límites interesantes que conviene tener en cuenta. El primero es el de llama *ópticamente espesa*. Este se da si la concentración del hollín es muy elevada, de manera que la llama es asimilable a una superficie sólida, y la radiación de hollín procede principalmente de las partículas situadas en la parte externa de la llama. El otro límite se da cuando la llama posee una concentración de hollín lo suficientemente baja para que la radiación procedente de la parte opuesta de la llama la atraviese completamente y contribuya

⁴¹De acuerdo con lo visto en el capítulo 2, el límite del hollín se encuentra en la superficie estequiométrica.

a la que llega al receptor. En este caso, el camino óptico recorrido por la radiación incluye todo el espesor de la llama. Ambos límites se pueden dar simultáneamente en una misma llama, dependiendo del punto de vista del receptor.

De acuerdo a las leyes de la óptica de pequeñas partículas, si la distribución de hollín (su fracción volumétrica) y su temperatura son uniformes a lo largo del recorrido óptico, y el mecanismo de propagación de la radiación de absorción domina frente al de dispersión⁴² la emisividad de la llama puede cuantificarse mediante la siguiente expresión:

$$\varepsilon(\lambda, K_{abs}, L) = 1 - \exp(K_{abs}(\lambda) \cdot L) \quad (3.3)$$

donde L es el recorrido óptico de la radiación y K_{abs} es el coeficiente de absorción del hollín, que es función explícita de la longitud de onda, de la fracción volumétrica media de hollín y de las propiedades ópticas del mismo.

En el ámbito del método de los dos colores es más usual el empleo de una expresión empírica sencilla para el coeficiente de absorción, $K_{abs}(\lambda) = (k_{soot}/\lambda^\alpha)$, obtenida por Hottel y Broughton [18], donde k_{soot} sería proporcional a la fracción volumétrica de hollín a lo largo del recorrido óptico, y α es una constante empírica. De esta manera, la emisividad queda con la siguiente expresión:

$$\varepsilon(\lambda, k_{soot}, L) = 1 - \exp\left(\frac{k_{soot} \cdot L}{\lambda^\alpha}\right) = 1 - \exp\left(\frac{KL}{\lambda^\alpha}\right) \quad (3.4)$$

Debido a las incertidumbres antes nombradas respecto a la procedencia de la radiación, se suele emplear como variable para definir la cantidad de hollín el producto $KL = k_{soot} \cdot L$, que sería proporcional a la fracción volumétrica de hollín y al camino óptico recorrido por la radiación. El valor de α depende de parámetros como la longitud de onda, el tamaño de las partículas de hollín o el índice de refracción del mismo. Zhao y Ladommatos [17, 19] recopilan los valores de este parámetro propuestos por diversos autores, recomendando el empleo de un valor de 1.39, que es válido para la mayoría de combustibles si se emplea longitudes de onda del espectro visible. Es precisamente en este rango espectral donde la solución es poco sensible al valor de α tomado.

Teniendo en cuenta la expresión para la emisividad, la radiación procedente del hollín quedaría cuantificada por la expresión:

⁴²Matsui et al. [16] concluyen de análisis experimentales que la influencia de la dispersión es prácticamente despreciable en llamas Diesel. Zhao y Ladommatos [17] confirman estos supuestos.

$$I_{soot}(\lambda, T, KL) = \left[1 - \exp\left(-\frac{KL}{\lambda^\alpha}\right) \right] \cdot \frac{1}{\lambda^5} \cdot \frac{c_1}{\left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1\right]} \quad (3.5)$$

con una dependencia de tres parámetros: longitud de onda, temperatura y cantidad de hollín. El método de los dos colores permite obtener los dos parámetros de interés (temperatura y cantidad de hollín) a partir de dos medidas de radiación a diferentes longitudes de onda. Como se puede observar, su fundamento es sencillo, y la instrumentación tampoco es altamente complicada, por lo que ha sido empleado para el estudio de la llama Diesel desde el inicio de las investigaciones mediante técnicas ópticas [15–17, 20–22].

Metodología

Las implementaciones existentes del método de los dos colores pueden dividirse en dos grupos, según el sistema de adquisición de datos empleado:

- En primer lugar, los sistemas de *medida puntual*, en los que se emplea un fotodiodo como sensor de radiación. El acceso óptico necesario es reducido, y la respuesta dinámica del sistema es elevada, permitiendo recoger datos de radiación de ciclos completos. Sin embargo, la señal grabada es una integración de la radiación procedente, en el caso que nos ocupa, de los diferentes chorros inyectados, con lo que no existe resolución espacial, aspecto de importancia en cuanto que se quiere conocer la estructura de la llama Diesel.
- Frente al sistema anterior, la grabación de imágenes permite obtener información con resolución espacial. Se puede emplear un sistema óptico adecuado para grabar dos imágenes idénticas pero con información espectral diferente, de manera que posteriormente se puedan procesar y obtener mapas de temperatura y de factor KL de la llama. Así pues, la imagen es considerada como un conjunto de sensores puntuales, en los que cada uno recoge una señal de radiación particular de una ubicación espacial. Este sistema puede ser empleado tanto con cámaras de filmación de alta velocidad como con cámaras de estado sólido digitales. Las primeras recogen información de un ciclo completo, pero el postratamiento de la señal es bastante tedioso e incierto. Las cámaras de estado sólido permiten un postratamiento digital de las imágenes, que facilita enormemente la obtención de la información de forma mucho rápida y fiable. Frente a ello, su baja velocidad de adquisición impide tomar más de una imagen por ciclo.

El sistema implementado pertenece a este último grupo, debido a la experiencia existente en el grupo en la visualización de los procesos de inyección-combustión mediante cámaras, tanto analógicas de alta velocidad como digitales. Asimismo, la opción de la cámara digital ha sido preferida por las facilidades comentadas para el postratamiento. La figura 3.11 muestra un esquema del sistema diseñado para la adquisición de imágenes, que ha sido desarrollado para su utilización en el motor maqueta descrito en el apartado 3.3.1 debido a los amplios accesos ópticos que simplifican mucho el diseño de sistemas de visualización. Consta de una cámara CCD dotada de un objetivo y un sistema óptico estereoscópico, que permite obtener dos imágenes de la llama con información espectral diferente y ubicarlas sobre el único sensor de la cámara. Un sistema de control permite mediante un ordenador personal la adquisición de imágenes sincronizadas con el movimiento del motor.

Las longitudes de onda elegidas pertenecen al rango del visible, en concreto son $\lambda_1 = 550 \text{ nm}$ (verde) y $\lambda_2 = 650 \text{ nm}$ (rojo). Como indican Zhao y Ladommatos, en este rango espectral el factor KL obtenido es poco sensible al valor del parámetro α , cosa que no ocurre si se seleccionan longitudes del infrarrojo. Se considerará que los filtros interferenciales dejan pasar únicamente la longitud de onda de interés. En realidad, estos filtros tienen un cierto ancho de banda (10 nm en nuestro caso), aspecto que se debería tener en cuenta. Vattulainen et al. [22] indican que tener en cuenta dicho ancho de banda no mejora en absoluto los resultados. Di Stasio y Massoli [23] muestran en un análisis exhaustivo de la sensibilidad del método que la influencia de un ancho de banda espectral de 10 nm es menor de 10 K en 2250 K (0.4%) en temperatura, y menor del 1% en la medición de un factor que podría ser análogo al KL para las longitudes de onda aquí escogidas.

En la misma figura 3.11 se muestra un esquema del funcionamiento del sistema óptico, el cual se monta en la parte frontal del objetivo de la cámara. La luz procedente de la llama llega al sistema óptico y es reflejada y transmitida por un filtro de densidad neutra (filtro gris) que actúa como separador en una proporción de aproximadamente el 50% . La parte transmitida llega al estereoscopio, atravesando el filtro interferencial de 550 nm . La parte reflejada se dirige mediante un espejo hacia la otra entrada del estereoscopio, donde está montado el filtro de 650 nm . En el apéndice 3.A se recogen las especificaciones técnicas de cada uno de los elementos empleados.

El procesado de las imágenes implica los siguientes pasos (figura 3.12):

- I. Calibración espacial:** Una imagen contiene dos medidas de radiación de la llama con diferente información espectral. A partir de ella hay que obtener dos nuevas imágenes de manera que cada píxel contenga la misma

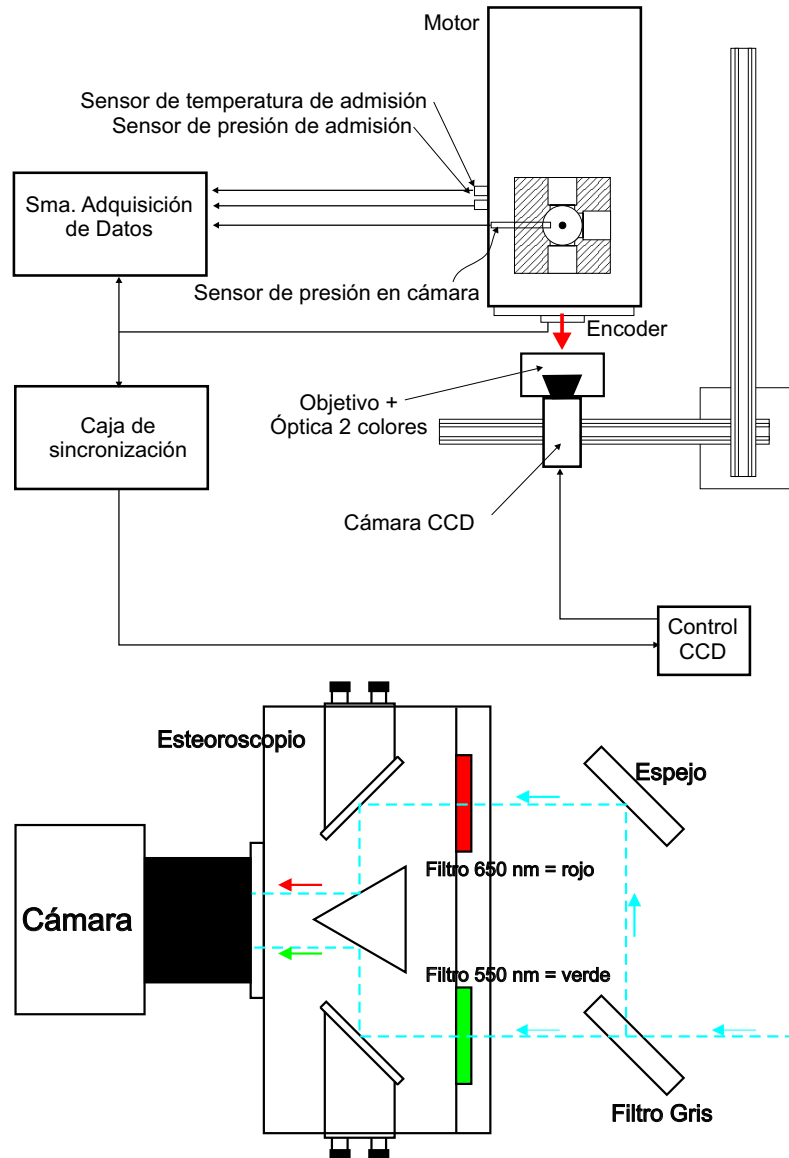


Figura 3.11: Montaje experimental para la aplicación de la técnica de dos colores. **Arriba:** disposición de los equipos en el motor maqueta. **Abajo:** detalle del funcionamiento del sistema óptico.

información espacial pero diferente información espectral de la llama. Para ello se toma una de las dos mitades de la imagen original como referencia, pasando a formar una de las dos imágenes separadas. La otra mitad es girada y reescalada, de manera que se obtiene otra exactamente igual pero con la radiación medida a otra longitud de onda. El reescalado es necesario para tener en cuenta que el camino óptico en el canal rojo es ligeramente mayor, si bien las diferencias de tamaño son menores del 10%.

II. Segmentación: Al igual que en las otras técnicas ópticas aquí presentadas, en el método de dos colores hay que seleccionar un criterio para detectar los límites físicos de la llama, un criterio de segmentación que separe la llama del fondo. Se ha intentado emplear el mismo criterio del *log-likelihood ratio test* para distribuciones normales que ya se ha usado en la técnica de iluminación trasera difusa. Sin embargo, dicho criterio ha demostrado tener una validez limitada, proporcionando en la mayoría de los casos una detección sobreestimada de lo que en las imágenes se puede considerar como llama. Frente a ello se ha diseñado un algoritmo sencillo que también se ha empleado de una forma un poco más elaborada para la técnica de medida de la longitud de lift-off⁴³. Dicho criterio consiste en considerar que existe un nivel digital umbral ND_{umbral} que distingue los píxeles del fondo de los que son de la llama. Este nivel digital se obtiene como un porcentaje β_{umbral} de diferencia entre el nivel digital medio de los píxeles de fondo ND_{fondo} , obtenidos como el promedio de una zona de 20 píxeles en el origen del chorro, y los más luminosos de las imágenes ND_{max} :

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

Criterios de este tipo ya han sido empleados frecuentemente para umbralear imágenes, y presentan como único inconveniente, el hecho de que el porcentaje β_{umbral} con el que se define el límite es arbitrario. Frente a ello, hay que decir que se ha hecho una elección juiciosa del mismo en base a la comparación entre la imagen de radiación y la imagen detectada. Además, una vez seleccionado este valor para una serie de ensayos, se ha mantenido constante al procesar cada uno de los puntos de dicha tanda, pues es de esperar que su valor no se modifique si no cambia el sistema de adquisición ni la metodología de ensayos.

III. Calibración de radiancia: Cada una de las imágenes obtenida tras la calibración espacial y la segmentación es una matriz de niveles digitales,

⁴³En el apartado dedicado a la medida del lift-off se describe este criterio con más detalle.

que deben ser transformados en valores de radiancia de las longitudes de onda respectivas. Para ello se recurre a las rectas de calibración del sistema óptico, obtenidas a partir de imágenes de una lámpara de tungsteno calibrada en cinco puntos de funcionamiento.

IV. Obtención de la temperatura y el factor KL : Una vez se tiene para cada ubicación espacial (i, j) de la imagen los dos valores de radiancia necesarios, se obtienen la temperatura y el factor KL . Si denominamos $I_1(i, j)$ e $I_2(i, j)$ a los valores de radiancia medidos en una posición de la imagen para las longitudes de onda λ_1 y λ_2 , respectivamente, se ha de resolver un sistema de dos ecuaciones:

$$I_n(i, j) = \left[1 - \exp\left(-\frac{KL(i, j)}{\lambda_n^\alpha}\right) \right] \frac{c_1}{\lambda_n^5 \cdot \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_n T(i, j)}\right) - 1 \right]} \quad n = 1, 2 \quad (3.6)$$

donde las incógnitas son precisamente $T(i, j)$ y $KL(i, j)$. Para resolver este sistema, se transforman los valores de radiancia I_1 e I_2 en valores de *temperatura aparente*⁴⁴ $T_{a,1}$ y $T_{a,2}$ mediante la ecuación:

$$T_{a,n}(i, j) = \frac{c_2}{\lambda_n \cdot \text{Log} \left[\frac{c_1}{\lambda_n^5 \cdot I_n(i, j)} + 1 \right]} \quad n = 1, 2$$

de manera que del sistema de ecuaciones inicial se despeja el valor de KL :

$$KL(i, j) = -\lambda_n^\alpha \cdot \text{Log} \left[1 - \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_n T(i, j)}\right) - 1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_n T_{a,n}(i, j)}\right) - 1} \right] \quad n = 1, 2$$

Igualando los valores de $KL(i, j)$ para las dos longitudes de onda se obtiene la siguiente ecuación, cuya única incógnita es $T(i, j)$, conocidas las longitudes de onda y las temperaturas aparentes de la radiancia de cada longitud de onda:

$$\left[1 - \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_1 T(i, j)}\right) - 1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_1 T_{a,1}(i, j)}\right) - 1} \right]^{\lambda_1^\alpha} = \left[1 - \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_2 T(i, j)}\right) - 1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_2 T_{a,2}(i, j)}\right) - 1} \right]^{\lambda_2^\alpha}$$

⁴⁴Temperatura aparente T_a , también denominada temperatura de cuerpo negro, es la temperatura que tendría un cuerpo negro que a la longitud de onda dada produce exactamente una radiación igual, en este caso, a la del hollín, esto es, $I_{cn}(\lambda, T_a) = I_{soot}(\lambda, T, KL)$. Esta variable se usa simplemente para facilitar la resolución matemática del sistema.

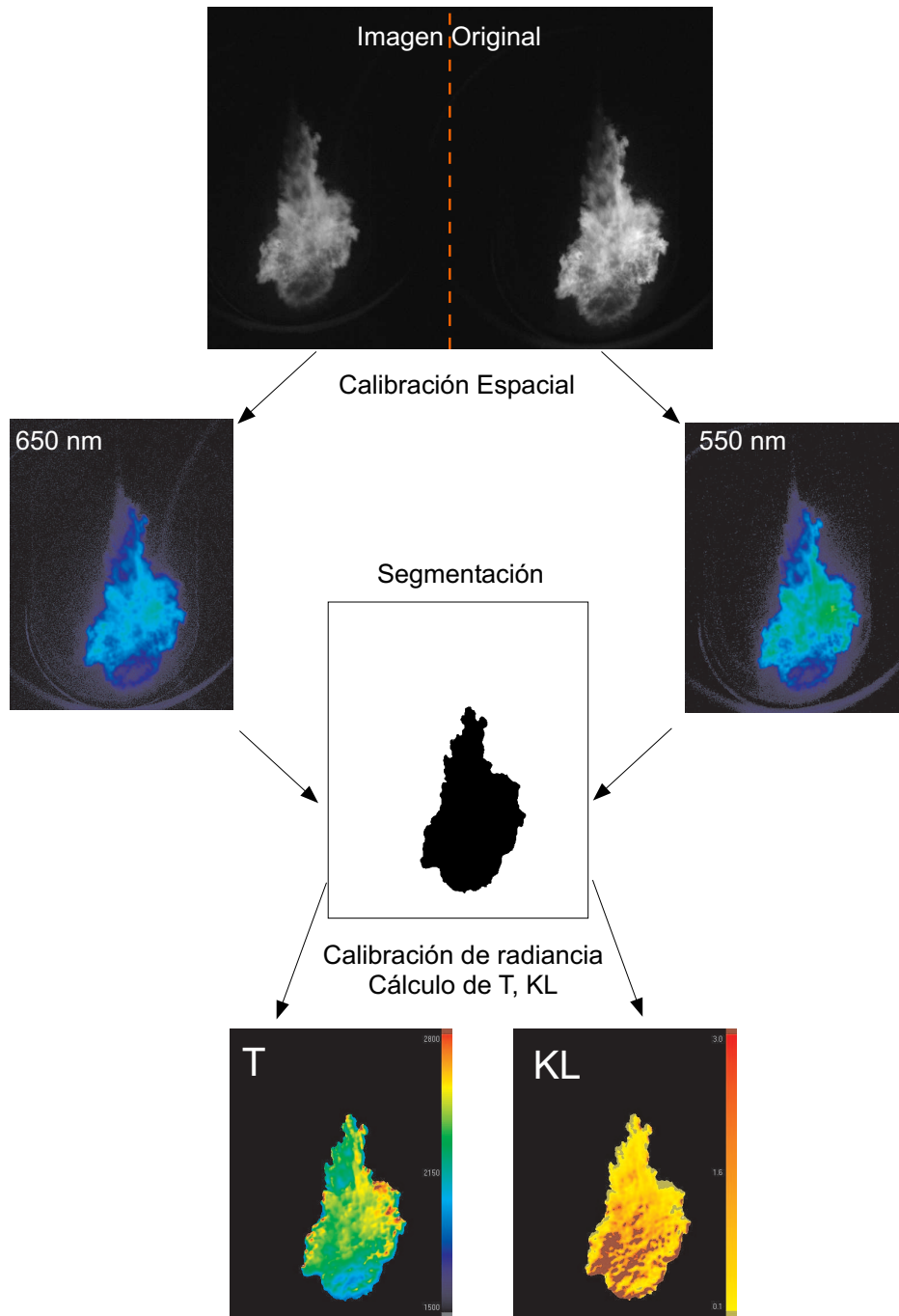


Figura 3.12: Algoritmo de procesado de imágenes con el método de los dos colores.

Tras un cambio de variable del tipo $x = \exp\left(\frac{c_2}{\lambda_2 T(i,j)}\right)$ se puede llegar a transformar la ecuación anterior en:

$$x = x_1 - (x_1 - 1) \left[\frac{x_2 - x^{(\lambda_1/\lambda_2)}}{x_2 - 1} \right]^{(\lambda_2/\lambda_1)^\alpha}$$

donde $x_1 = \exp\left(\frac{c_2}{\lambda_2 T_{a,1}(i,j)}\right)$ y $x_2 = \exp\left(\frac{c_2}{\lambda_2 T_{a,2}(i,j)}\right)$ son constantes. El valor de x se calcula en cada posición mediante el método iterativo del punto fijo, obteniéndose $T(i, j)$, y a continuación se obtiene $KL(i, j)$ a partir de cualquiera de las dos ecuaciones previas en las que esta variable estaba explícita. Los valores de ambas variables se transforman en una escala de colores, y los resultados se guardan como imágenes.

Consideraciones particulares

Calibración de radiancia e incertidumbres de medida Las rectas de calibración permiten, como se ha dicho anteriormente, el paso de nivel digital a valor de radiación para cada una de las imágenes obtenidas. Su obtención se basa en la adquisición de imágenes de una lámpara calibrada de tungsteno, con un filamento plano frente a una ventana también plana (figura 3.13). La lámpara es alimentada con un montaje eléctrico que consta de una fuente de tensión y una resistencia variable colocada en serie con la misma. Esta última permite controlar la intensidad eléctrica de alimentación con una precisión de $\pm 0.1 A$, cubriendo con exactitud el rango de trabajo de la lámpara. Se ha obtenido una calibración espectral de la lámpara en cinco puntos de funcionamiento, definidos por las intensidades 9.1, 10.40, 11.70, 13 y 14 A , en los cuales la temperatura de color es de 2004, 2204, 2398, 2562 y 2694 K , con niveles de radiancia del orden de las que cabe esperar en una llama Diesel. La calibración ha permitido conocer, para cada punto de funcionamiento, la radiancia espectral emitida por la lámpara a través de un área definida por un diámetro de 25 mm centrada en la ventana principal de la lámpara. La figura 3.13 muestra los resultados de esta calibración. De estas curvas se puede obtener el valor de la radiancia para las longitudes de onda de interés, 550 y 650 nm .

El proceso de calibración de radiancia se realiza con el mismo sistema óptico con el que se obtienen las imágenes en el motor, y con una distancia desde la ventana de la lámpara al sistema óptico que es igual a la que existe entre la llama y el sistema óptico cuando se está efectuando la adquisición de imágenes. En dicho proceso se obtienen 20 imágenes de la lámpara en cada uno de los cinco puntos de funcionamiento calibrados. Se compara la media

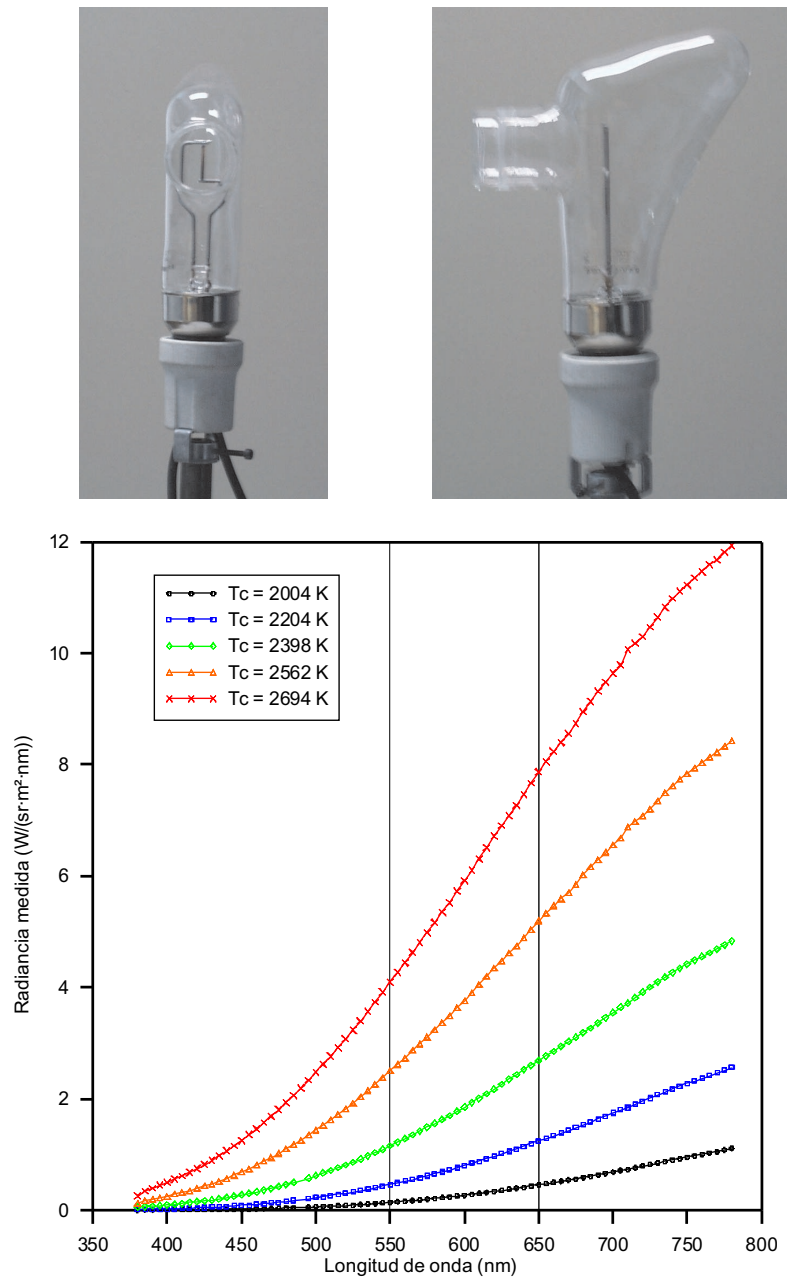


Figura 3.13: *Arriba:* Lámpara de calibración para el sistema de dos colores. *Abajo:* Curvas de calibración de la lámpara. Las rectas verticales marcan las longitudes de onda de trabajo.

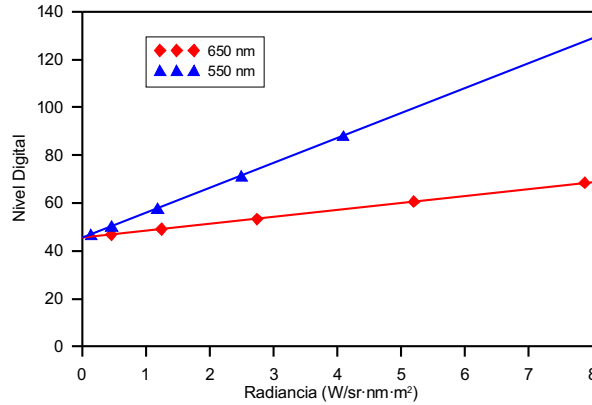


Figura 3.14: Ejemplo de rectas de calibración obtenidas para el sistema óptico empleado.

aritmética de los niveles digitales de los píxeles en el área de diámetro 25 mm de referencia con los valores de calibración de la lámpara, y se obtienen de esta forma las rectas de calibración para cada longitud de onda. La figura 3.14 muestra una de estas rectas. Se observa que para un mismo nivel de radiación, el nivel digital del canal rojo (650 nm) es menor que el del canal verde (550 nm), a pesar de que la intensidad de la lámpara en esta última longitud de onda es mayor (figura 3.14). Ello es debido al efecto acumulado de la sensibilidad de la cámara y las pérdidas en el camino óptico, que son mayores debido al hecho de que la parte reflejada en el filtro de densidad neutra es menor que la parte transmitida.

A partir de las rectas se puede calcular la incertidumbre en la medida de radiación. Como la escala digital es discreta, un cambio en un nivel digital de la cámara supone un incremento de radiancia⁴⁵ del orden de $\pm 0.048\text{ W/sr m}^2\text{ nm}$ del canal de 550 nm , mientras que en el caso del canal a 650 nm este incremento es de $\pm 0.163\text{ W/sr m}^2\text{ nm}$. Conviene comparar estas incertidumbres con los valores de la radiancia que se medirán, que por su parte dependen de la temperatura y del factor KL . Para ello se estima un rango de temperaturas desde 2000 a 2800 K y de factor KL entre 0.02 y 3 como valores de trabajo⁴⁶,

⁴⁵Estos son los valores medios de las incertidumbres para las calibraciones de los ensayos presentados en el capítulo 7.

⁴⁶El rango de temperaturas corresponde a la zona de la llama que posiblemente emita radiación. Para la selección del rango de KL se ha de tener en cuenta que este parámetro influye en la radiación a través de la emisividad. Valores del orden de 3 ya dan una emisividad de 0.995 , con lo que la radiación es prácticamente la de un cuerpo negro. Es práctica usual [21] limitar la solución a este valor máximo, no estableciendo ningún mínimo, que viene dado más bien por la sensibilidad del sistema a la radiación.

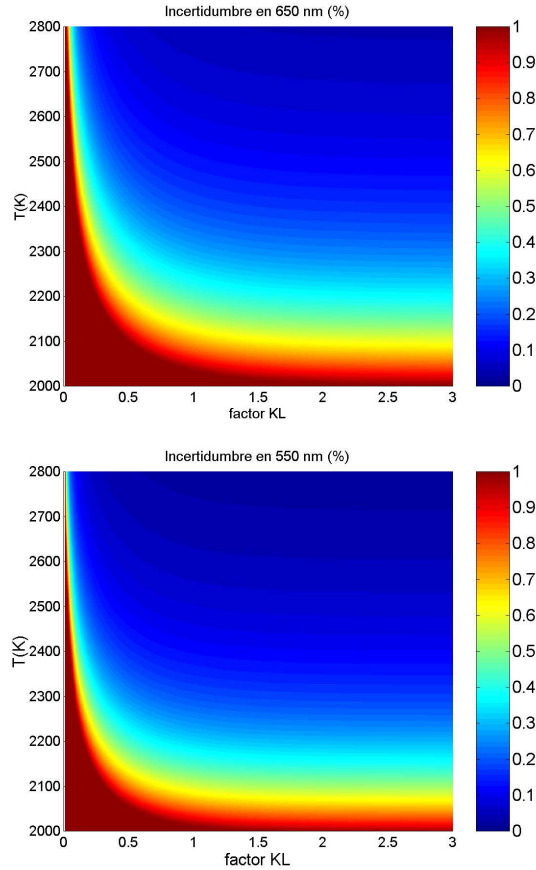


Figura 3.15: Estimación de la incertidumbre de la medida de radiación.

pudiéndose calcular la magnitud de la radiancia medida en esas condiciones mediante la ecuación 3.5. De esta manera, y teniendo en cuenta los valores anteriores de incertidumbre de cada longitud de onda, podemos estimar el porcentaje de incertidumbre de la medida en el rango de trabajo del sistema. La figura 3.15 muestra para cada longitud de onda el cociente entre la incertidumbre de la calibración y el valor teórico calculado de radiancia. Se observa que en la mayor parte del rango de medida estas incertidumbres están por debajo del 1%. Únicamente para valores de KL muy reducidos o valores de temperatura del orden de 2000 K o una combinación de ambos supera esta incertidumbre el 1% de la variable medida. Estos son casos con intensidad de llama muy baja, y que por tanto no son importantes para los análisis, pues con frecuencia están en el borde de la llama, no siendo aceptados por el algoritmo

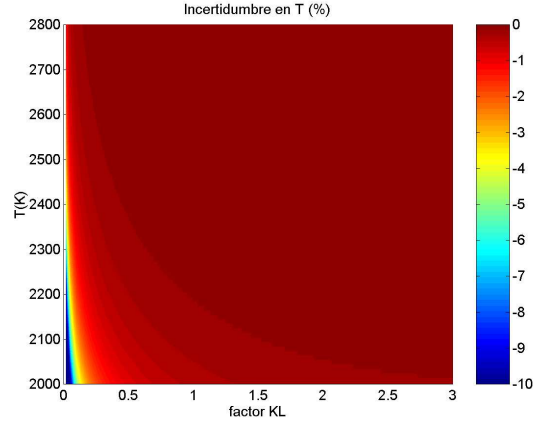


Figura 3.16: Estimación de la propagación de la incertidumbre en la medida de radiación a los resultados de temperatura mediante el método de los dos colores.

de umbralización.

Conviene, además, ver cómo se propagaría este error en la medida de temperatura y de factor KL . Para ello se ha usado de nuevo la ecuación 3.5 en el mismo rango de temperaturas y factores KL anteriores. Sobre las radiancias obtenidas para las dos longitudes de onda se ha sumado o restado el valor de la incertidumbre de medida correspondiente a esa longitud de onda, y los pares de medidas resultantes a 550 nm y 650 nm han sido introducidos en el algoritmo que obtiene la temperatura y el factor KL . Con ello se obtienen unos valores de temperatura y KL influenciados por la indeterminación de la medida, que hay que comparar con los iniciales empleados en la entrada del proceso. Hay cuatro posibles combinaciones, según se sumen o resten los valores de las incertidumbres de cada longitud de onda. Las figuras 3.16 y 3.17 y muestran resultados de estos cálculos de incertidumbres para la temperatura y el factor KL .

Se observa que el resultado de temperatura es poco sensible a la incertidumbre de la radiación en los cuatro casos calculados. La figura 3.16 muestra como ejemplo uno de estos casos. En todas las combinaciones se obtiene una incertidumbre máxima para valores de temperatura y KL bajos (al igual que ocurría con la incertidumbre en la radiancia vista antes). Sin embargo en todos los cálculos este valor se reduce rápidamente al aumentar el factor KL . Así, en el peor de los casos la incertidumbre máxima es de menos del 12% si $KL > 0.1$, y se reduce a menos del 5.2 y 2% si KL es mayor que 0.2 y 0.5, respectivamente. Así pues, podemos asumir que la incertidumbre en tempe-

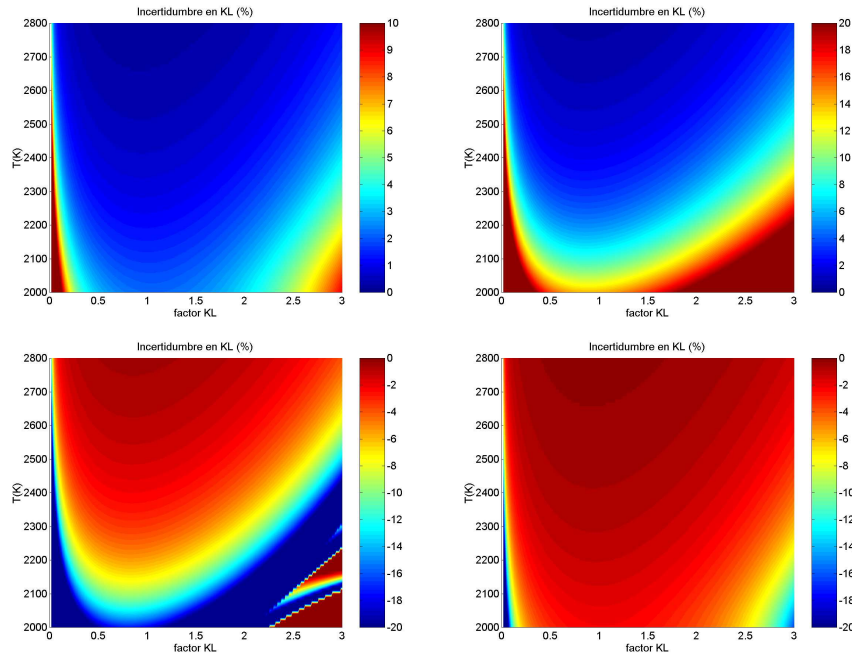


Figura 3.17: Estimación de la propagación de la incertidumbre en radiación a los resultados de factor KL . Las cuatro figuras corresponden a las cuatro combinaciones que resultan de sumar o restar las incertidumbres de las medidas de radiación a 550 y 650 nm.

ratura siempre está por debajo del 5% con el sistema empleado, ya que los casos de bajo factor KL ya se ha comentado que corresponden a zonas muy en los límites de la llama, donde el umbral de detección puede hacer que queden fuera del cálculo.

Por su parte, el factor KL es mucho más sensible a la incertidumbre en la radiación. Las mayores divergencias se producen para los valores de temperatura más bajos del rango explorado y valores de factor KL extremos (del orden de 0 ó 3). Incluso en algunos casos se producen divergencias en el algoritmo de resolución para los valores más bajos de temperatura y KL elevados (figura inferior izquierda). Aún así, se aprecia que una gran parte del rango de medida se mantiene con unas incertidumbres por debajo del $\pm 20\%$. En definitiva, el análisis anterior da un primer resultado que indica que el método de los dos colores da una temperatura bastante fiable, pero que los resultados de factor KL son bastante inciertos en algunas zonas del rango de medida.

En resumen, el análisis realizado indica que con el sistema empleado la

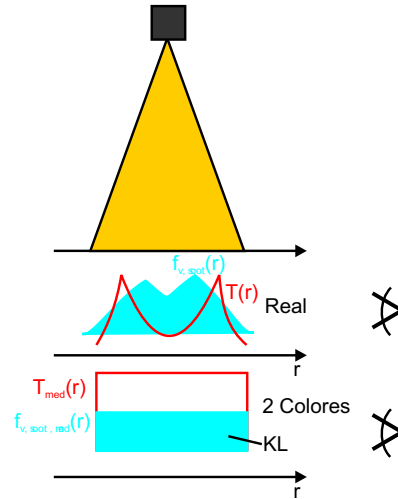


Figura 3.18: Esquema simplificado para la interpretación de los resultados del método de los dos colores. Se muestra una llama (parte superior), así como la evolución, real y la considerada por el método de los dos colores, de la temperatura y la fracción volumétrica de hollín a través del camino óptico (espesor de la llama).

medida de la temperatura no se ve apenas afectada por la incertidumbre de medida de la radiación, pero que en lo que respecta al factor KL dicha influencia es más que notable. Hay autores que realizan exhaustivos análisis de influencias adicionales de, por ejemplo, la forma, el diámetro y la distribución estadística de tamaño de partículas de hollín, el índice de refracción del mismo o las reflexiones de la radiación sobre las paredes de la cámara de combustión. Sin embargo, ninguno presenta estudios de la incertidumbre existente con el sistema de medida empleado, que pueden por sí mismos dar pistas interesantes para la valoración del método.

Interpretación de resultados Un aspecto de gran relevancia en el método de los dos colores es la interpretación que se pueda hacer de los resultados obtenidos, bien puntalmente (píxel a píxel), bien cuando se promedian espacialmente para obtener un valor representativo de la llama media en un instante. Conviene preguntarse qué representan los valores de temperatura y factor KL medidos en una imagen de llama, así como si existen restricciones en esta interpretación. Este es un aspecto poco tratado normalmente, pero que ayuda a emplear el método de forma adecuada, teniendo en cuenta sus limitaciones.

En primer lugar, hay que señalar que la hipótesis de que la radiación de la llama en un punto puede representarse a partir de las dos variables carac-

terísticas T y KL se basa en la existencia de una distribución uniforme de temperatura y fracción volumétrica de hollín en todo el espesor de la llama de donde procede esta radiación (valores constantes de estas dos variables). Este hecho no ocurre en la realidad en ninguna de las dos variables según se desprende del estado de conocimiento actual (capítulo 2). Tal como se ha esquematizado en la figura 3.18, el factor KL medido representaría la integral de la fracción volumétrica de hollín $f_{v,soot}$ a lo largo del camino óptico⁴⁷, mientras que la temperatura sería un valor promedio espacial realizado en base precisamente a la propagación de la radiación en el interior del hollín. El método de los dos colores supone que ninguna de las dos variables cambian espacialmente. Para analizar la influencia de la no uniformidad de las distribuciones de temperatura y KL a lo largo del camino óptico Matsui et al [16] por una parte, y Yan y Borman [20] por otra, realizan una serie de cálculos teóricos de los que se deducen estas conclusiones de interés:

- El valor de temperatura medido en un punto de una llama es menor que el valor máximo de esta variable a lo largo del camino óptico. En cuanto al factor KL , los cálculos teóricos citados muestran tanto valores mayores como menores que el valor real existente a lo largo del camino óptico, dependiendo de la distribución real de esta variable.
- En casos como los de Matsui et al [16] en los que coinciden espacialmente los valores máximos de temperatura y factor KL , la temperatura medida estará cercana al valor máximo de temperatura real.
- Las temperaturas cercanas a la superficie de la llama en la parte del receptor tienen un efecto más importante sobre la temperatura medida que las lejanas.
- En general, los efectos de una distribución de temperatura no uniforme sobre el cálculo del factor KL son mucho más importantes que los de una distribución de KL sobre la temperatura. De hecho, en el supuesto de una distribución de hollín no uniforme con una distribución de temperatura que sí lo es, el valor de esta última variable medido con el método sería el verdadero.

El punto más débil del análisis de los autores anteriores es que las distribuciones de temperatura y de hollín que suponen no tienen referentes físicos, sino que son funciones totalmente teóricas. En el capítulo 4 se realizan un

⁴⁷Como se ha comentado anteriormente, esta fracción volumétrica sería proporcional al coeficiente de absorción del hollín K_{abs} .

estudio que permite observar que la temperatura cambia de forma bastante acusada en el interior de la llama. En base a estos análisis se realizará en el apartado 7.3 del capítulo 7 una interpretación de los resultados del estudio experimental mediante el método de los dos colores.

Además de los efectos de la no uniformidad, encontramos conveniente hacer una serie de puntualizaciones sobre el factor KL :

- Este parámetro tiene un rango de medida limitado, como ya se ha comentado, pues a partir de un valor del orden de 3 su efecto sobre la emisividad en la ecuación 3.5 ya no puede resolverse numéricamente. En otras palabras, aunque aumente la cantidad de hollín en una llama, el efecto de éste sobre el factor KL llega un momento que se *satura*. Ello lleva incluso a algunos autores [22] a renunciar al cálculo de este parámetro, puesto que limita la cuantificación de la cantidad de hollín.
- El valor medio aritmético de KL de toda una imagen se toma con frecuencia como indicador de la cantidad de hollín de la llama. En otras ocasiones, es la integral de este factor a todo el área de llama la que se toma como referencia para cuantificar el hollín total. Tal y como se acaba de comentar en el párrafo anterior, los valores de KL llegan a un valor máximo, con lo que al realizar estas integrales y promedios espaciales en realidad se está infravalorando la cantidad de hollín de la llama como consecuencia de las limitaciones del método, pues el factor KL de la llama Diesel alcanza frecuentemente los valores máximos. Algo similar ocurre en el caso de la medida puntual, donde la radiación integrada por el sensor incluye tanto zonas con KL reducido como elevado de forma que el valor resultante de este tipo de experimentos no alcance nunca valores límite.
- No entramos aquí en la influencia que la geometría de la llama, inducida por el propio comportamiento del chorro libre y por efectos como la interacción con la pared de la cámara de combustión, puede tener sobre la distribución de temperatura y hollín y la interpretación del factor KL . Este hecho no suele ser tenido presente en la mayoría de los análisis, si bien es cierto que complica la interpretación de los resultados en un alto grado.

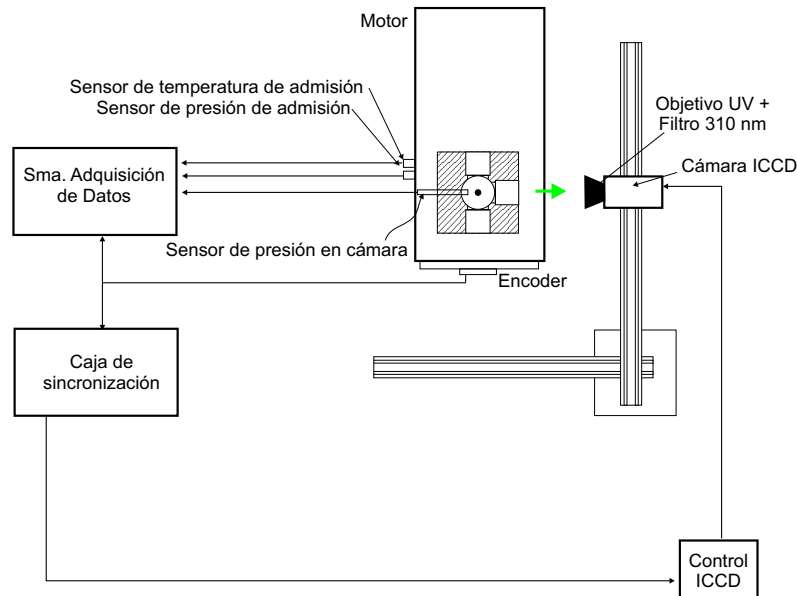


Figura 3.19: Montaje experimental para la obtención de las imágenes de radiación natural a la longitud de onda de 310 nm.

3.4.3 Visualización de la quimioluminiscencia del OH

Fundamento

La técnica óptica empleada para la medida de la longitud de lift-off es una adaptación de la que convencionalmente ha sido empleada por autores como Higgins y Siebers [24, 25], Bergstrand et al. [26] Ito et al. [27] o Musculus [28, 29], y que consiste en la toma de imágenes de la radiación natural de la llama en la longitud de onda de 310 nm. Dicha longitud de onda es una de las bandas de emisión de quimioluminiscencia más intensas del radical OH. Este radical aparece en procesos de combustión en condiciones estequiométricas y de elevada temperatura. De hecho, Dec [30] emplea una técnica de Fluorescencia Inducida por Láser del OH para ubicar el frente estequiométrico en la llama de difusión, indicando que la zona donde aparece este radical tiene un espesor de unos 120 μm . En este caso la técnica empleada es mucho más sencilla, limitándose a la toma de imágenes de la radiación natural de la llama, sin necesidad de instrumentación adicional. Tal como demuestran Higgins y Siebers [24], la radiación medida a 310 nm proporciona mayor exactitud a la hora de determinar dónde empieza la zona de combustión de la llama Diesel que la radiación visible de hollín.

Metodología

El sistema aquí desarrollado se va a emplear, al igual que el de dos colores o el de iluminación trasera difusa, en el motor maqueta descrito en el apartado 3.3.1. La instrumentación y el montaje experimental son relativamente simples (figura 3.19), constando de una cámara intensificada ICCD dotada de un objetivo que permite la obtención de imágenes en el ultravioleta, junto con un filtro interferencial de longitud de onda 310 nm . Las especificaciones técnicas del instrumental óptico se recogen en el apéndice 3.A. El sistema va acompañado de un sistema de control que consta de un ordenador personal que permite sincronizar la toma de imágenes con la inyección mediante una caja de sincronización.

Un aspecto que distingue la metodología aquí empleada de la que se suele encontrar en la literatura es el hecho de que las imágenes se toman con un tiempo de exposición corto ($50\ \mu\text{s}$) comparado con otros autores. Así, Higgins y Siebers [24] emplean un tiempo de exposición de 3 ms , Ito et al. [27] 2 ms o Musculus [29] $140\ \mu\text{s}$. De esta manera, lo que consiguen es hacer una integración de la radiación durante un intervalo de tiempo del orden de la duración de inyección, promediando las fluctuaciones turbulentas de la longitud de lift-off. Sus imágenes representan, por tanto, promedios espaciales y temporales de la radiación. Frente a ello, se ha optado en este caso por la obtención de imágenes de corto tiempo de exposición con el fin de poder seguir la evolución temporal de la longitud de lift-off, aspecto que estos autores no consideran.

La figura 3.20 muestra un ejemplo de las imágenes que se pueden obtener mediante esta técnica en el motor maqueta. En la parte superior se incluye una imagen instantánea como ejemplo, que ha sido girada de forma que el origen del chorro está en la parte izquierda de la imagen, y éste crece de izquierda a derecha. La línea horizontal trazada representa la longitud de lift-off medida sobre el eje del chorro. Se observa en la llama una forma bastante irregular, incluso asimétrica respecto al eje, debido a que se trata de una imagen instantánea con un tiempo de exposición reducido, de forma que se congela en cierta forma el movimiento de la llama, aparentemente aleatorio debido a la turbulencia.

Para explicar el procedimiento seguido en la deducción de este valor se incluye la gráfica inferior en la misma figura. En ella se representa el valor máximo del nivel digital alcanzado en cada una de las secciones del chorro, como representación de la intensidad de la radiación. Se aprecia una zona cercana al origen del chorro donde este nivel es prácticamente constante, creciendo a partir de una cierta distancia, que es precisamente la longitud que se quiere medir. Inicialmente el crecimiento es muy suave, con una pendiente

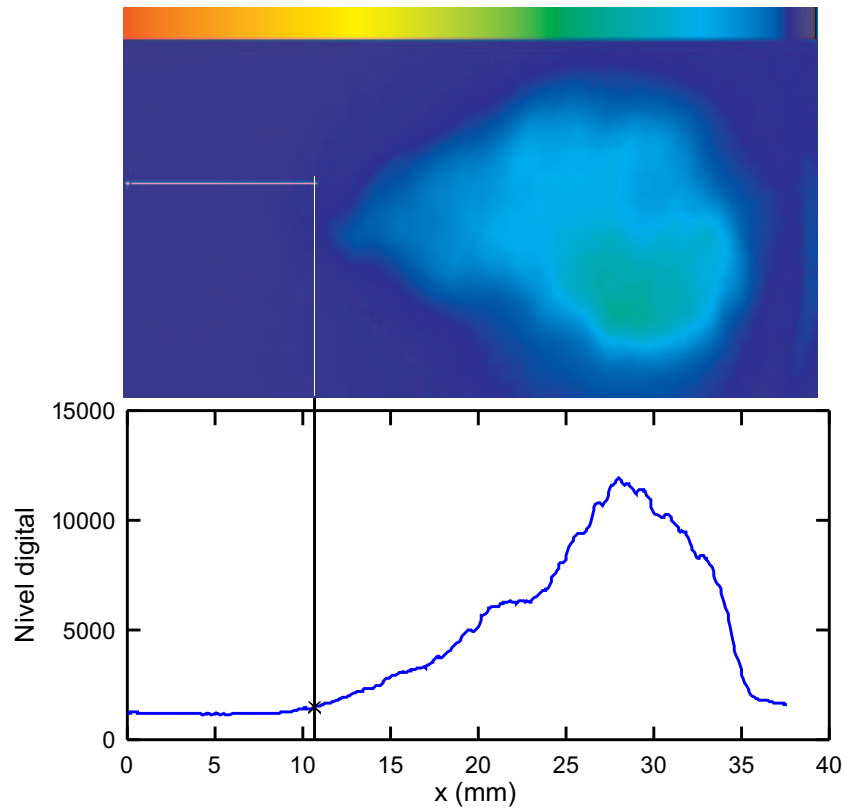


Figura 3.20: *Arriba:* Imagen instantánea obtenida de la emisión de luminosidad natural a 310 nm para un chorro inyectado a través de un inyector mono-orificio de diámetro $d_o = 163 \mu\text{m}$ con presión de inyección 700 bar en un ambiente de densidad 27 kg/m^3 y temperatura 886 K. La parte superior de la imagen muestra en orden decreciente la escala de color empleada (el rojo corresponde un nivel digital 40000, el negro un nivel 0). La línea horizontal representa la distancia de lift-off medida **Abajo:** La gráfica muestra el valor máximo del nivel digital en cada una de las secciones a una distancia dada del inyector. La escala horizontal de la gráfica y de la imagen es la misma.

cada vez mayor y alcanzando un máximo a una distancia del orden de 28 mm , del orden del 80% de la longitud total de la llama. Téngase en cuenta que al tomar la intensidad máxima de cada sección estamos quedándonos únicamente con la información axial. Además, al igual que en las imágenes del método de los dos colores, la información obtenida es una integración de la radiación emitida a través del espesor de la llama, con lo que es complicado hacer interpretaciones sobre la ubicación real del máximo de intensidad en una sección.

La definición del umbral de nivel digital a partir del cual se considera que existe llama se realiza siguiendo un criterio similar al que usan Bergstrand et al. [26]. Estos autores le restan una imagen de fondo a las imagen de radiación a 310 nm ⁴⁸ y definen la longitud de lift-off como la distancia sobre el perfil de intensidad en el que la intensidad de la radiación supera el 5% de la intensidad máxima. En este caso el criterio ha sido tomar como distancia de lift-off el punto en el que el perfil de intensidades definido según se ha comentado en el párrafo anterior supera el 3% de la diferencia entre la intensidad máxima y el valor promedio en los 1.5 mm más cercanos al inyector, donde seguro que no hay llama. El valor del porcentaje de diferencia es el parámetro más importante del algoritmo, y ha sido obtenido por comparación de los resultados obtenidos con diversos valores.

En resumen, el algoritmo de procesado consta de únicamente dos pasos:

- I. Preprocesado:** Se aplica a la imagen un filtro de media, con el fin de minimizar el efecto de la estructura de los sensores sobre la imagen.
- II. Segmentación y medida de la longitud de lift-off:** Se obtiene el perfil de intensidades, y a partir del mismo se calcula el umbral y la longitud de lift-off.

Consideraciones particulares

Como ya se ha comentado, los perfiles obtenidos mediante esta técnica no son más que una medición instantánea de un flujo turbulento en combustión. Para obtener información representativa del comportamiento medio del mismo se toman 10 imágenes de cada uno de los instantes en los que se realiza el estudio. Con ello se pueden obtener 10 perfiles axiales similares a los de la figura 3.20, así como 10 valores individuales de longitud de lift-off. Ello implica procesar las 10 imágenes y promediar los resultados de las medidas individuales. Otra opción alternativa supone la obtención de una imagen media

⁴⁸Los autores no dan detalles acerca de cómo se obtiene este fondo ni de qué tipo de perfil de intensidad usan como referencia.

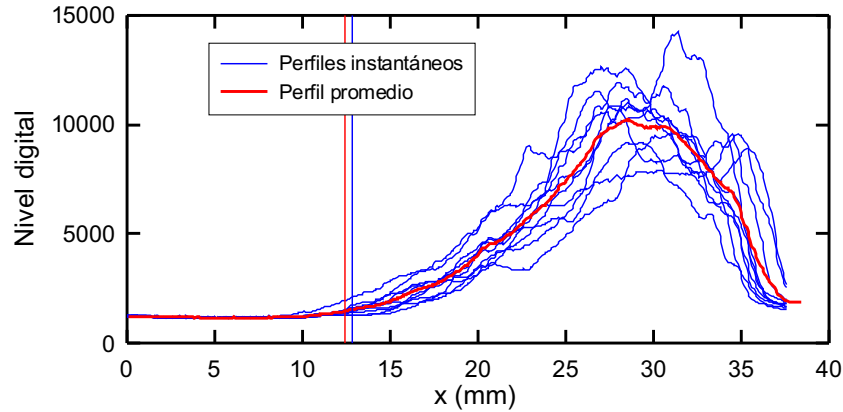


Figura 3.21: Perfiles instantáneos y promedios de las imágenes de radiación natural en la longitud de onda de 310 nm obtenidas en el mismo punto de funcionamiento e instante que la figura 3.20. Las dos líneas verticales indican la longitud de lift-off medida con la imagen promedio (color rojo) o con el promedio de las medidas a partir de las imágenes instantáneas (azul).

para cada instante a partir del promedio de las 10 imágenes individuales, y la medición de la longitud de lift-off a partir del perfil de esa imagen promedio. La figura 3.21 muestra la comparación entre ambos tipos de resultados para el mismo punto de funcionamiento e instante que en la figura 3.20. La diferencia entre la medida de lift-off con la imagen promedio y el valor promedio de las medidas instantáneas es menor de 1 mm, lo que supone una diferencia menor del 8%. No siempre la longitud medida con el perfil promedio es más corta que con el promedio de las medidas individuales, pero el orden de magnitud de esta diferencia sí que es parecido.

En vista de lo anterior, se ha elegido como criterio trabajar con los valores instantáneos de longitud de lift-off a la hora de cuantificar dependencias de este parámetro y emplear los perfiles promedios exclusivamente cuando se analice la evolución temporal de la distribución de radiación.

Un último aspecto que cabe reseñar es la ventaja que supone el uso simultáneo de esta técnica y del método de los dos colores con el fin de combinar la información obtenida acerca de la zona de inicio de la combustión, con la medida de la distancia donde comienza la radiación de hollín y la distribución de temperaturas y factor KL de la llama de difusión. Ito et al. [27] emplean esta estrategia para comparar la longitud de lift-off de diferentes combustibles oxigenados, y se hará uso de ella en el capítulo 7 para analizar el comportamiento de la llama Diesel de difusión. Estos ensayos se han realizado en el motor maqueta descrito en 3.3.1, empleando un acceso óptico para la medida

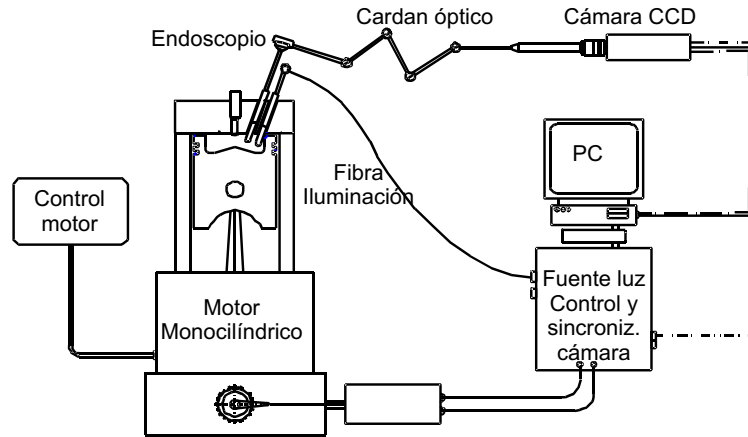


Figura 3.23: Montaje experimental para la obtención de imágenes mediante endoscopia.

interior se sitúan un endoscopio y una fibra óptica de iluminación, respectivamente. El primero está constituido internamente por un sistema de lentes que permiten transmitir la imagen, mediante un cardan o enlace óptico hasta el objetivo de la cámara. La fibra óptica conduce la luz desde una fuente externa hasta el interior de la cámara, con la finalidad de poder iluminar el chorro líquido de combustible durante la fase de retraso al autoencendido y poder observar su evolución. Salvo por el sistema de transmisión de imagen (endoscopio-cardan-objetivo) y la forma de conducir la luz hasta el interior de la cámara, el sistema empleado (cámara, fuente de luz, sistema de sincronización) es exactamente el mismo empleado en la técnica de iluminación trasera difusa descrita en el apartado 3.4.1 (véase el apéndice 3.A). También en esta instalación encontramos las limitaciones en cuanto a frecuencia máxima de adquisición de imágenes de los otros sistemas, de manera que las imágenes adquiridas pertenecen a ciclos distintos del motor.

La metodología de procesado aparece descrita con detalle en el trabajo de investigación [31] realizado por el autor de esta tesis. En lo que respecta al chorro líquido, interesa medir su longitud y ángulo de apertura. Se han desarrollado unos programas que aplican una metodología similar a la del caso de iluminación trasera difusa, tomados directamente de la tesis de Palomares [13] y con las modificaciones especificadas en [31] acerca de la corrección de la distorsión. Los pasos básicos que realizan los programas son:

I. Preprocesado: Consta de los siguientes pasos:

1. Reescalado de la imagen: para compensar el hecho de que los píxeles del sensor de la cámara empleada son rectangulares, con lo que las imágenes aparecen alargadas en uno de los dos ejes.
2. Corrección de la distorsión de la imagen de chorro debido al sistema óptico empleado (ventana de cuarzo y endoscopio). Este aspecto es específico de las imágenes de visualización endoscópica.
3. Filtrado de media de la imagen con una máscara de filtrado de 5x5 píxeles para eliminar influencias del tramado de la CCD.
4. Resta de una imagen de fondo promediada y con la distorsión corregida.

II. Segmentación: Aplicación de un algoritmo basado en un análisis estadístico de la imagen para distinguir el chorro líquido (claro) del fondo (oscuro). También aquí se ha seguido a Palomares empleando el criterio de segmentación basado en el *log-likelihood ratio test* para distribuciones normales.

III. Postprocesado: Consta de los siguientes pasos:

1. Relleno de huecos del contorno mediante algoritmos de dilatación y erosión
2. Transformación del contorno de pixels a milímetros.
3. Cálculo de la penetración y ángulos del chorro líquido o llama.

En el caso de la llama, también se puede aplicar la metodología anterior para medir su longitud, y además se puede medir su radiación a partir de los niveles digitales de las imágenes, aspecto que será interesante para describir la aparición de la llama de difusión durante el autoencendido del chorro (capítulo 6).

Consideraciones particulares

El empleo de la técnica de visualización endoscópica tiene, como ya se ha comentado, una gran utilidad para la observación de la evolución del chorro en el interior de un motor real como el que aquí se ha empleado. Sin embargo, hay que comentar un par de dificultades con las que se debe contar al aplicar esta técnica. En primer lugar, las imágenes no son de gran calidad, debido al acceso óptico reducido y a las pérdidas de luz del sistema de transmisión, que

unidos a la baja sensibilidad de la cámara⁴⁹ hace que la detección del final del chorro líquido sea un poco crítica, sobre todo teniendo en cuenta que es en esta parte final donde se produce la mayoría de la evaporación (véase el apartado 6.2). Aún así, cabe destacar que el algoritmo de segmentación ha funcionado adecuadamente pese a la baja calidad de las imágenes.

Otro aspecto importante es el de la corrección de la distorsión. Aquí se ha empleado una solución prácticamente empírica para corregir este defecto de las imágenes, a partir de una imagen de referencia en la cual aparece una rejilla con puntos de coordenadas conocidas [13]. Pero además, una vez realizada esta corrección hay que pasar la imagen de pixels a milímetros, aspecto que no es sencillo en imágenes de endoscopía, pues responden más bien a una perspectiva cónica que a una cilíndrica. Para resolver este inconveniente también en este caso se ha empleado una aproximación empírica [31].

El balance global es que la técnica da información muy útil, pero que es necesario el empleo de un sistema de adquisición de imágenes de calidad y un tratamiento de imágenes detallado con el fin de poder obtener la información de forma fiable.

3.5 Conclusiones

En el presente capítulo se han presentado y evaluado las herramientas de trabajo que se van a emplear en esta tesis. Por una parte, se ha descrito la metodología de los *cálculos CFD*, que van a respaldar las consideraciones teóricas de los capítulos 4 y 5 acerca del comportamiento del *chorro gaseoso*. Estas consideraciones se intentan extrapolar posteriormente al *chorro Diesel*, y como fuente de contrastación se emplean *técnicas experimentales ópticas*, que permitirán el análisis presentado en los capítulos 6 y 7. Esta información empírica se obtiene en dos instalaciones experimentales, cada una con características propias que las hacen más adecuadas para el estudio de ciertos aspectos específicos acerca del chorro Diesel. Con la descripción de estas herramientas, y a partir de la revisión bibliográfica del capítulo anterior, se está ya en condiciones de afrontar el análisis para alcanzar los objetivos del presente trabajo.

⁴⁹En el momento de realizar los ensayos, únicamente se disponía de la cámara Pulnix. Las otras dos empleadas en esta tesis fueron adquiridas con posterioridad.

3.A Apéndice: Especificaciones técnicas del instrumental empleado en las técnicas ópticas

En las siguientes tablas se recogen las características del equipamiento empleado para la aplicación de las diferentes técnicas descritas en este capítulo:

Cámara	Pulnix TMC-9700 Sensor: CCD - Interline Progressive Scan Resolución: 768×484 Rango dinámico: 3×8 bits color RGB
Sistema de sincronización	AVL Videosystem
Objetivos: - Ilum. Trasera: - Visu. Endoscópica:	Nikkor - Dist. focal: 60 mm Cosmicar - Dist. focal: 50 mm
Fuente de luz	EG&G (PerkinElmer) MVS-7000 Series Duración pulso: $20 \mu\text{m}(1/3\text{pico})$ Rango espectral: $250 - 1100 \text{ nm}$
Endoscopio, cardan óptico y ventanas de cuarzo	Storz

Tabla 3.4: Equipamiento empleado para las técnicas de iluminación trasera difusa y visualización endoscópica.

Cámara	Lavision Dynamight Sensor: ICCD - Slow Scan Resolución: 512×512 Rango dinámico: 12 bits blanco y negro
Sistema de sincronización	CMT
Objetivo	Bernhard Halle Nachfl. GmbH Dist. focal: 100 mm $f\# : 4$
Filtro interferencial	Coherent 35-8044 $\lambda = 310 \text{ nm}$ $FWHM = 10 \text{ nm}$ Diámetro = 25.4 mm

Tabla 3.5: Equipamiento empleado para la técnica de visualización de la quimioluminiscencia del radical OH.

Cámara	PCO Sensicam Sensor: CCD - Interline Progressive Scan Resolución: 1280×1024 Rango dinámico: 12 bits blanco y negro
Objetivo	Nikkor Dist. focal: 60 mm
Sistema de sincronización	CMT
Estereoscopio	LaVision Image Stereoscope
Filtros interferenciales	Corion - Serie P10 $\lambda = 550, 650 \text{ nm}$ $FWHM = 10 \text{ nm}$ Diámetro = 25.4 mm
Filtros de densidad neutra	Melles Griot 03FSG017 Densidad óptica / transmisividad: 0.5 / 50% Tamaño: 50 mm \times 50 mm \times 2 mm
Espejo	Coherent 23 - 4203 - 000
Lámpara de calibración	Osram WI 17/G Alimentación: 9.1, 10.40, 11.70, 13 y 14 A
Equipo de alimentación	Fuente de alimentación GRELCO AL3020 Carga electrónica HP6060A (SN2947A-00767)

Tabla 3.6: Equipamiento empleado para el método de los dos colores.

Bibliografía

- [1] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [2] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no eva-porativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [3] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Univer-sidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [4] Desantes J. M., Pastor J. V., Arrègle J. y Molina S. A. "Analysis of the combustion process in a EURO III heavy-duty direct injection Diesel

- engine". *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 124, pp. 636–644, 2002.
- [5] Armas O. *Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [6] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [7] Ruiz S. *Estudio Teórico-Experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.* Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [8] Fluent. *FLUENT 5 User's Guide*. Fluent Incorporated, 1998.
- [9] Versteeg H. K. y Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method*. Prentice Hall, 1995.
- [10] Magnussen B. F. y Hjertager B. H. "On mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion". In *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, pp. 719–729, 1976.
- [11] Hill B. J. "Measurement of local entrainment rate in initial region of axisymmetric turbulent air jets". *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 773–779, 1972.
- [12] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros diesel evaporativos en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [13] Palomares A. *Análisis de imágenes de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [14] Pastor J. V., Arrègle J. y Palomares A. "Diesel spray image segmentation with a likelihood ratio test". *Applied Optics*, Vol. 40, pp. 1–10, 2001.

-
- [15] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study on the time and space resolved measurements of flame temperature in a D.I. Diesel engine by the two-color method”. *SAE Paper 790491*, 1979.
- [16] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study on the application of the two-color method to the measurement of flame temperature and soot concentration in Diesel engines”. *SAE Paper 800970*, 1980.
- [17] Zhao H. y Ladommatos N. “Optical diagnostics for soot and temperature measurement in Diesel engines”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 24, pp. 221–255, 1998.
- [18] Hottel H. C. y Broughton F. P. “Determination of true temperature and total radiation from luminous gas flames”. *Ind. and Eng. Chem.*, Vol. 4 n^o 2, pp. 166–175, 1932.
- [19] Zhao H. y Ladommatos N. *Engine combustion instrumentation and diagnostics*. Society of Automotive Engineers, 2001.
- [20] Yan J. y Borman G. L. “Analysis and in-cylinder measurement of particulate radiant emissions and temperature in a Direct Injection Diesel engine”. *SAE Paper 881315*, 1988.
- [21] Hampson G. J. y Reitz R. D. “Two-color imaging of in-cylinder soot concentration and temperature in a heavy-duty DI Diesel engine with comparison to multidimensional modeling for single and split injections”. *SAE Paper 980524*, 1998.
- [22] Vattulainen J., Nummela V., Hernberg R. y Kytölä J. “A system for quantitative imaging diagnostics and its application to pyrometric in-cylinder flame-temperature measurements in large Diesel engines”. *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 11, pp. 103–119, 2000.
- [23] di Stasio S. y Massoli P. “Influence of the soot property uncertainties in temperature and volume-fraction measurements by two-colour pyrometry”. *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 5, pp. 1453–1465, 1994.
- [24] Higgins B. S. y Siebers D. L. “Measurement of the Flame Lift-Off Location on DI Diesel Sprays Using OH Chemiluminescence”. *SAE Paper 2001-01-0918*, 2001.
- [25] Siebers D. L. y Higgins B. S. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Sprays Under Quiescent Conditions”. *SAE Paper 2001-01-0530*, 2001.

-
- [26] Bergstrand P., Försth M. y Denbratt I. “The Influence of Orifice Diameter on Flame Lift-Off Length”. In *ILASS-Europe 2002 Conference Proceedings*, Zaragoza, España, 2002.
- [27] Ito T., Kitamura T., Ueda M., Matsumoto T., Senda J. y Fujimoto H. “Effects of flame lift-off and flame temperature on soot formation in oxygenated fuel sprays”. *SAE Paper 2003-01-0073*, 2003.
- [28] Musculus M. P., Dec J. E. y Tree D. R. “Effects of Fuel Parameters and Diffusion Flame Lift-Off on Soot Formation in a Heavy-Duty DI Diesel Engine”. *SAE Paper 2002-01-0889*, 2002.
- [29] Musculus M. P. “Effects of the in-cylinder environment on diffusion flame lift-off in a DI Diesel engine”. *SAE Paper 2003-01-0074*, 2003.
- [30] Dec J. E. y Coy E. B. “OH Radical Imaging in a DI Diesel Engine and the Structure of the Early Diffusion Flame”. *SAE Paper 960831*, 1996.
- [31] García J. M. *Estudio mediante visualización de la influencia de las condiciones del aire y de la presión de inyección en los fenómenos de evaporación, mezcla y combustión en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Trabajo de investigación 1762/21. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.

Capítulo 4

Análisis del chorro gaseoso turbulento en ambiente inerte

Contenido

4.1	Introducción	124
4.2	Hipótesis de partida	125
4.3	Chorro inerte isodenso	128
4.3.1	Planteamiento	128
4.3.2	Solución para la velocidad axial	131
4.3.3	Solución para la velocidad radial	135
4.3.4	Solución para la fracción másica de combustible	137
4.3.5	Isosuperficies	139
4.3.6	Trayectorias dentro del chorro	140
4.3.7	Englobamiento	145
4.3.8	Conclusiones	148
4.4	Mezcla no isodensa	148
4.4.1	Planteamiento	148
4.4.2	Campo de velocidades	153
4.4.3	Soluciones para la masa y la energía	156
4.4.4	Relaciones de estado	157
4.4.5	Englobamiento	161
4.4.6	Escalado en la zona inicial del chorro	162
4.4.7	Conclusiones	165
4.A	Apéndice: Particularización de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento al eje del chorro	166

4.B Apéndice: Particularización de la ecuación de conservación de la especie combustible al eje del chorro	168
4.C Apéndice: Cálculo de los tiempos característicos de mezcla	170
4.D Apéndice: Cálculo de la función de englobamiento del chorro isodenso	172
Bibliografía	172

4.1 Introducción

Salvando los condicionantes impuestos por los procesos de atomización y evaporación del combustible líquido inyectado, y según las condiciones de contorno impuestas por la tecnología de los motores actuales, la mezcla entre el aire y el combustible se realiza principalmente en fase gaseosa, sobre todo en el caso de que exista reacción. Además, como se ha visto en el capítulo 2, el estado de conocimiento actual indica que el proceso de evaporación está controlado por la tasa de mezcla entre el aire y el combustible, aspecto que será confirmado en el apartado 6.2 y que permitirá seguir con el tratamiento del chorro Diesel como gaseoso. Por otra parte, existen multitud de trabajos que analizan el comportamiento del chorro líquido atomizado en condiciones Diesel a partir del estudio del chorro gaseoso turbulento (Adler y Lyn [1, 2], Rife y Heywood [3], Whitelaw et al. [4] o Petersen y MacGregor [5], o trabajos más cercanos al presente como los de López [6] o Correas [7]).

Son muchos aspectos, por tanto, los que indican que la analogía chorro Diesel - chorro gaseoso es razonable. Esta analogía va a ser el punto de partida para la construcción de una descripción conceptual que en último lugar permita comprender mejor el proceso de combustión de un chorro Diesel bajo condiciones de motor. Dicha descripción comienza en este capítulo con un estudio teórico basado en desarrollos analíticos y cálculos numéricos que permitirán entender el comportamiento del chorro gaseoso turbulento inyectado en ambiente inerte, como paso previo para el análisis del caso más complicado del chorro en combustión que se abordará en el capítulo 5.

Los chorros gaseosos tienen la ventaja de tratarse de problemas monofásicos en los cuales la combustión está totalmente controlada por el proceso de mezcla. El análisis simplificado que aquí se plantea se basa en el empleo de ecuaciones analíticas sencillas cuya manipulación da a entender bien la física del proceso, sin perderse en los complicados sistemas de ecuaciones genera-

les que tienden a esconder en cierta forma los parámetros controlantes del problema.

Tras una exposición de las hipótesis de partida, se realiza en primer lugar un análisis del chorro que se mezcla en un ambiente inerte con la misma densidad y temperatura. Este problema es un clásico en el estudio de la turbulencia, como demuestra el hecho de que aparece en diversos textos básicos acerca de ese tema (Schlichting [8], Hinze [9] o Tennekes [10]), y también es la base de la teoría de chorros turbulentos (Spalding [11] o Rajaratnam [12]). Aquí se va a hacer un estudio en profundidad, con aportaciones propias que permiten comprender las soluciones simplificadas del problema desde diversos puntos de vista (campo de velocidad, distribución de masa, trayectorias...). Las conclusiones se intentan trasladar al chorro inyectado en un ambiente con diferente densidad y/o temperatura. En ese caso, el concepto diámetro equivalente permite encontrar una solución que explica el papel que tienen los cambios de estas variables sobre la distribución espacial de las características del chorro. Se analizan de nuevo las soluciones simplificadas del problema, que no son más que una generalización de las del caso sencillo isodenso, y se introducen las relaciones de estado como funciones que permitirán describir el estado termodinámico del chorro.

Tanto en este capítulo como en el 5 se va a trabajar bajo la hipótesis de chorro estacionario. Esta simplificación queda justificada por el hecho ampliamente aceptado de que el chorro transitorio (gaseoso o Diesel, en mezcla inerte o reactiva) consta de una primera parte en la cual las condiciones del mismo son las del caso estacionario, distinguiéndose una zona frontal que ocupa del orden del 30% de la longitud total del chorro⁵⁰ donde se produce la diferencia fundamental debido al carácter transitorio del problema. Por otra parte, el fenómeno de evaporación en el chorro Diesel alcanza un estado estacionario precisamente debido a la importancia de la primera zona. Así pues, y puesto que se trata de un caso más sencillo pero que proporciona información relevante, el análisis del chorro gaseoso se va a abordar en condiciones estacionarias.

4.2 Hipótesis de partida

En este apartado se estudia el comportamiento de un chorro de una especie gaseosa, que por similitud al proceso de inyección Diesel denominaremos

⁵⁰Como indica López [6], la relación entre la longitud de la zona transitoria y la estacionaria cambia entre el chorro Diesel y el gaseoso.

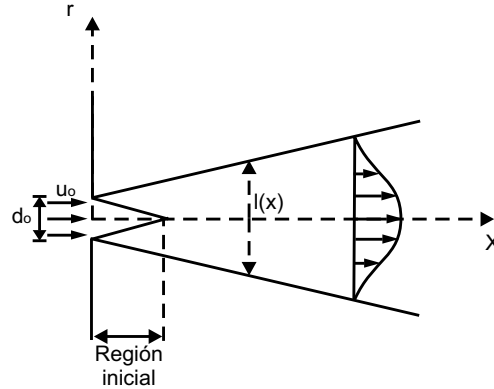


Figura 4.1: Chorro gaseoso.

especie combustible, inyectada a través de un orificio de sección circular con diámetro d_o en un ambiente de tamaño infinito en el cual tiene lugar el proceso de mezcla con otra especie, en estado gaseoso, a la cual también por analogía al proceso de inyección Diesel se llamará *especie aire*. La distribución radial de velocidades a la salida del orificio es un perfil constante, con componente únicamente axial de valor u_o . Esta velocidad a la salida del orificio es muy elevada, con un alto número de Reynolds (mayor de 25000 – 30000 según autores) de forma que el flujo se encuentra en régimen turbulento. La figura 4.1 presenta un esquema sencillo del problema. Como se muestra, el chorro se puede descomponer en dos regiones. La primera comprende la denominada *región inicial*, *núcleo potencial del chorro* o *zona no perturbada* y es la que está ubicada inmediatamente aguas abajo del orificio de salida. En esta primera zona el flujo mantiene todavía una cierta ‘memoria’ del perfil uniforme de salida, con una velocidad u_o . La interacción con el fluido ambiente genera lo que se conoce en términos de turbulencia como una *capa de mezcla* o *de cortante*, que va modificando este perfil hasta que llega un momento en que se pierde la memoria de la velocidad inicial, y se entra en la denominada *región principal* o *de flujo turbulento desarrollado*, en la cual la velocidad axial va disminuyendo asintóticamente. Es precisamente esta zona de flujo desarrollado la que se va a estudiar en este capítulo, debido a una gran cantidad de simplificaciones que facilitan la resolución analítica del problema.

En un primer apartado se va a analizar el problema en el cual la densidad y la temperatura del combustible y del aire son iguales, mientras que en el segundo se estudiará el caso en que dicha densidad y/o temperatura no tienen el mismo valor. En ninguno de los dos casos va a haber reacción química alguna entre la especie combustible y la especie aire. Las hipótesis básicas

que se manejan en ambos son las de la teoría clásica de chorros (por ejemplo, Spalding [11]), que se pueden resumir en las siguientes:

1. El chorro es axisimétrico, con lo cual el problema se reduce al cálculo de la distribución de las diversas variables en un semiplano (x, r) geométrico del problema (ver figura 4.1).
2. El proceso es estacionario, esto es, independiente del tiempo, para lo cual:
 - (a) Las condiciones de inyección del combustible no cambian.
 - (b) La dimensión geométrica del entorno en el que se va a realizar la inyección se supone infinita (no hay fenómenos de acumulación de masa).
3. La presión es uniforme en todo el recinto.
4. El aire ambiente está en reposo en zonas suficientemente alejadas del origen.
5. Los procesos de difusión (de masa, cantidad de movimiento o energía) en la dirección del eje del chorro son depreciables frente a los de convección, mientras que en la dirección perpendicular al eje (dirección radial) tienen lugar tanto efectos convectivos como difusivos.
6. Se desprecia la influencia de los fenómenos de difusión laminar de masa, cantidad de movimiento o energía frente a la contribución turbulenta a los mismos.
7. La contribución turbulenta a los fenómenos de difusión radial se modela mediante la hipótesis de Boussinesq, que aplicada a este caso implicaría una expresión del tipo:

$$g = -\rho\beta_t \frac{\partial q}{\partial r} \quad (4.1)$$

donde g representa el flujo difusivo turbulento por unidad de área y tiempo de una propiedad determinada q , y β_t es el coeficiente difusivo turbulento correspondiente a dicha propiedad, siendo ρ la densidad local de la mezcla.

8. Los coeficientes turbulentos de difusión de masa son iguales para cualquier especie existente (D_t), y toman el mismo valor que los de energía (λ_t) y cantidad de movimiento (ν_t). Este hecho, unido a las dos últimas hipótesis, justifican que los correspondientes números adimensionales

efectivos⁵¹ de Schmidt (Sc), Prandtl (Pr) y Lewis (Le) tomen un valor igual a la unidad.

9. Las variables termodinámicas obtenidas en cualquier punto del chorro han de obedecer a la condición de equilibrio termodinámico. Esta hipótesis será de aplicación en el estudio del chorro no isodenso.

4.3 Chorro inerte isodenso

4.3.1 Planteamiento

Si el chorro se inyecta en un ambiente con la misma densidad que el ambiente, el problema se simplifica mucho, pues no habrá que calcular la variable densidad local. Ello implica, en el caso de chorros gaseosos, que no hay diferencias de peso molecular ni de temperatura entre el combustible y el aire. Este sería el caso, por ejemplo, de una inyección de etano en una mezcla gaseosa de nitrógeno y oxígeno a la misma temperatura y con una composición tal que su peso molecular es el mismo que el del etano (50% en moles de nitrógeno y otro tanto de oxígeno). Con el fin de apoyar y validar el desarrollo teórico que sigue, se ha realizado una simulación numérica de una mezcla de este tipo, con unas condiciones de contorno expuestas en la tabla 4.1.

Especie combustible	C_2H_6
Especie aire	50% N_2 , 50% O_2 (mol)
Presión	8.1 MPa
Temperatura	300 K
Densidad	94.17 kg/m ³
u_o	300 m/s
d_o	200 μ m

Tabla 4.1: Datos de la simulación CFD del chorro isodenso.

Las incógnitas que hay que calcular en cada uno de los puntos del chorro son únicamente tres: las componentes del vector velocidad en dirección axial y radial (u, v) y la fracción másica de la especie combustible Y_f . Presión, temperatura y densidad son constantes y conocidas por hipótesis, y la fracción másica de la especie aire Y_a se calcula sabiendo que $Y_f + Y_a = 1$. Las ecuaciones

⁵¹Los números adimensionales efectivos se forman con los cocientes de la suma de los coeficientes difusivos laminares y turbulentos, siendo los primeros despreciables frente a los segundos según las hipótesis anteriores.

diferenciales de conservación que hay que emplear⁵² son las de continuidad, cantidad de movimiento en la dirección axial y conservación de la especie combustible, las cuales suelen aparecer en una gran parte de la literatura acerca de chorros turbulentos con una estructura simplificada similar a la siguiente:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho uru)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vru)}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}(r\tau) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho urY_f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrY_f)}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}(rg_f) &= 0\end{aligned}\tag{4.2}$$

donde ρ denota la densidad⁵³ y τ y g_f a los flujos difusivos de cantidad de movimiento y de masa de combustible por unidad de área y tiempo. Según las hipótesis planteadas anteriormente, el cálculo de los mismos se hace de acuerdo a las ecuaciones:

$$\begin{aligned}\tau &= -\rho\nu_t \frac{\partial u}{\partial r} \\ g_f &= -\rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}\end{aligned}\tag{4.3}$$

Todas estas ecuaciones diferenciales no hacen más que reescribir de forma matemática el hecho de que los fenómenos físicos controlantes de los intercambios de masa y cantidad de movimiento en este problema son la convección axial y radial (dos primeros términos en las ecuaciones 4.2) y la difusión radial (tercer término en las mismas ecuaciones). Debido a la ausencia de reacción, la masa de combustible y/o de aire únicamente es intercambiada, no hay puntos que actúen como fuente ni sumidero (salvo el origen), con lo que la masa de combustible y la cantidad de movimiento axial del chorro son conservativos. Ello tiene como implicación importante que el flujo de estas variables a través de una superficie perpendicular al eje del chorro va a ser constante, independientemente de la distancia al origen, lo cual va a ser usado en desarrollos posteriores.

El problema, como muchos otros de flujo turbulento, queda cerrado si se conoce el valor de los coeficientes difusivos turbulentos. El procedimiento usual

⁵²Se plantean ecuaciones con valores promedio, siguiendo una descomposición tipo Reynolds en la que el valor instantáneo de una variable es la suma de un valor promedio y una componente fluctuante.

⁵³Se podría eliminar en todos los casos, pues su valor es constante y aparece a ambos lados de las ecuaciones, pero se deja para poder observar la analogía de planteamiento entre este caso y aquellos en los que la densidad no es constante o hay reacción

suele ser calcular la difusividad de cantidad de movimiento, esto es, la viscosidad turbulenta ν_t , según algún modelo de turbulencia más o menos complicado, y posteriormente asumir un valor para el número adimensional que relaciona las difusividades efectivas de la especie con la de la cantidad de movimiento. En este caso se trata del número de Schmidt efectivo, que se supone igual a la unidad según las hipótesis expuestas anteriormente ($Sc = 1 \rightarrow \nu_t = D_t$).

Para el cálculo de la viscosidad, y de acuerdo al *modelo de longitud de mezcla* de Prandtl, se puede asumir:

$$\nu_t \propto u_{cl}(x)l(x) \quad (4.4)$$

donde $u_{cl}(x)$ y $l(x)$ son las escalas de velocidad y de longitud del problema, que en este caso corresponden a la velocidad axial en el eje del chorro y a la anchura del mismo (figura 4.1). Se puede demostrar (véase Hinze [9] o Rajaratnam [12]) que:

$$\begin{aligned} u_{cl}(x) &\propto u_o d_o / x \\ l(x) &\propto x \end{aligned} \quad (4.5)$$

esto es, hay una caída de la velocidad inversamente proporcional a la distancia al orificio y, por otra parte, la anchura del chorro es directamente proporcional a esta misma distancia (el chorro es cónico). De todo ello se concluye que en un chorro turbulento isodenso la viscosidad turbulenta es constante:

$$\nu_t = k_3 u_o d_o \quad (4.6)$$

Este resultado es básico para todo el análisis del presente capítulo, pues existe solución analítica al sistema de ecuaciones diferenciales planteado si la viscosidad turbulenta ν_t es constante⁵⁴. Este requisito se cumple a partir de una cierta distancia al orificio de salida, puesto que si bien la escala espacial del chorro (su anchura) es siempre lineal con la distancia, no ocurre lo mismo con la velocidad en el eje. Esta última variable se mantiene constante e igual a la de salida a lo largo de la región inicial del chorro, figura 4.1, y no es hasta que se entra en la zona de flujo desarrollado cuando comienza a disminuir en valor, con lo que es a partir de ese punto cuando se puede aplicar el escalado antes comentado.

Con el fin de contrastar la validez de la hipótesis de viscosidad constante se puede acudir a los resultados de la simulación numérica propuesta, que emplea un modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ estándar, dando como resultado una

⁵⁴Este hecho, unido a un valor del número de Schmidt constante, también implica la constancia de la difusividad másica turbulenta del combustible, D_t .

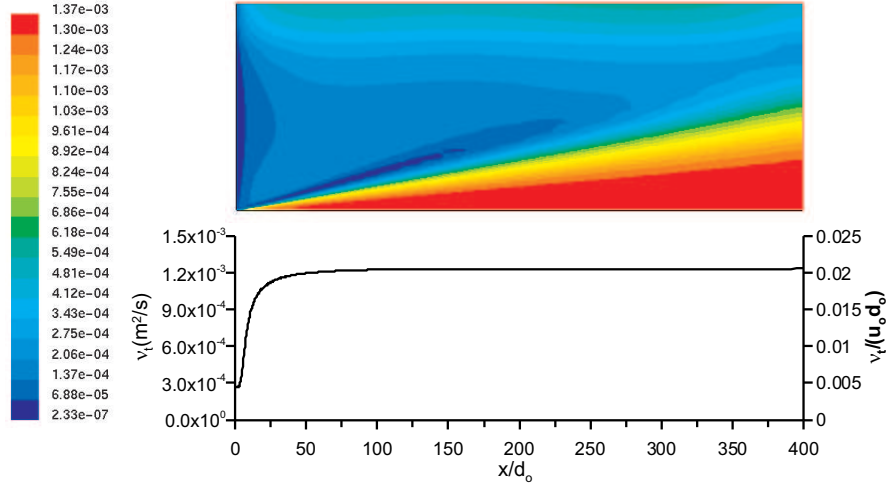


Figura 4.2: Resultados de la simulación numérica de chorro isodenso para la viscosidad turbulenta en el eje (figura inferior) y en todo el semiplano de simetría del chorro.

distribución de viscosidades turbulentas como la representada en la figura 4.2. La parte superior representa la viscosidad turbulenta en todo el semiplano de simetría del chorro, y la parte inferior la evolución de esta misma variable a lo largo del eje ($r = 0$). Analizando esta evolución sobre el eje, se observa que en la cercanía del orificio de salida la viscosidad turbulenta varía de forma muy acusada, y únicamente a partir de unos 25 diámetros de orificio comienza la zona de flujo desarrollado, con variaciones muy pequeñas (menores del 0.01% a partir de $25d_o$) de la viscosidad. Es en esa zona donde podría aplicarse el análisis simplificado que aquí se propone. De la distribución de viscosidad en el semiplano se observa que la zona de viscosidad constante tiene forma cónica, habiendo en el contorno una disminución rápida de la misma hasta los niveles de viscosidad del ambiente. Para este caso, k_3 toma un valor del orden de 0.021 en la zona de viscosidad constante, como puede observarse en el eje derecho de la gráfica con la distribución axial.

4.3.2 Solución para la velocidad axial

Como ya se ha comentado, la solución matemática a este problema se puede obtener únicamente en la zona desarrollada del chorro, donde se cumple que la viscosidad turbulenta es aproximadamente constante. Según diversos autores (por ejemplo, Schlichting [8] o Hinze [9]) y asumiendo hipótesis de flujo de

capa límite, esta solución tiene la forma:

$$u(x, r) = u_{cl}(x)PN((r/x)^2) = k_1 u_o \frac{d_o}{x} PN((r/x)^2) \quad (4.7)$$

donde $u_{cl}(x) = u(x, r = 0)$ representa la velocidad en el eje, y $PN((r/x)^2)$ representa lo que llamaremos *perfil radial normalizado*, que es una función que depende únicamente de la variable $(r/x)^2$, valiendo la unidad en el eje del chorro ($r/x = 0$) y tendiendo a cero conforme nos alejamos del mismo ($r/x \rightarrow \infty$). Para cualquier punto del chorro, pues, la velocidad axial se puede hallar a partir de la velocidad en el eje correspondiente a esa sección multiplicado por el perfil normalizado, que pondera la distancia al eje. La expresión exacta de la función que indica la forma de ese perfil depende del autor. Correias [7] presenta una pequeña revisión del tema en la cual comenta que el perfil gaussiano suele ajustarse mejor a los resultados experimentales, adoptándolo para su modelo de igual forma que posteriormente hará López [6], si bien Correias además de esta función hace referencia a otras obtenidas tanto de forma teórica (Hinze [9] o Spalding [11]) como a partir de resultados experimentales (Forstall y Shapiro [13]). Como pequeña aportación al respecto se presenta en el apéndice 4.A una deducción teórica en la cual, a partir de la ecuación de la cantidad de movimiento, se obtiene el perfil gaussiano como solución analítica para zonas cercanas al eje con una viscosidad turbulenta constante. Así pues, se adoptará este perfil gaussiano como solución para los perfiles radiales:

$$PN((r/x)^2) = \exp(-k_2 \cdot (r/x)^2) \quad (4.8)$$

Por otra parte, la expresión exacta empleada por López es:

$$PN((r/R)^2) = \exp(-4.6 \cdot (r/R_{1\%})^2) \quad (4.9)$$

en la cual $R_{1\%}$ representa el radio del chorro en una sección del chorro. En este punto, conviene introducir el concepto de *radio del chorro* definido como la distancia al eje para la cual la velocidad ha caído respecto al valor en el eje en un porcentaje determinado. Así, el radio del chorro empleado en los perfiles por López es el radio del uno por cien ($PN(r = R_{1\%}) = 0.01$). Suelen ser también frecuentes en la literatura las referencias al radio del cincuenta por cien ($PN(r = R_{50\%}) = 0.5$). Sea el caso que sea, y debido a la presencia de perfiles similares (ecuación 4.7), la evolución del radio del chorro a lo largo del eje es una recta con una pendiente constante, que forma un ángulo con el eje $\theta_\zeta/2$ (que depende del valor relativo ζ respecto al eje tomado como límite del chorro) tal que $R_\zeta(x) = x \cdot \tan(\theta_\zeta/2)$. Por tanto el perfil normalizado que representa la ecuación 4.8 y la ecuación 4.9 son idénticos. Como indica

Correas, es el ángulo $\theta/2$ (en este caso referido al 1%) el que relaciona ambos según la expresión:

$$k_2 = \frac{\zeta}{\tan^2(\theta_{\zeta\%}/2)} = \frac{4.6}{\tan^2(\theta_{1\%}/2)} \quad (4.10)$$

Si volvemos a la ecuación 4.7 para la velocidad axial, se observa que hay dos constantes (k_1 y k_2) que definen la expresión resultante, y por otra parte hay una tercera constante (k_3), ya introducida en el planteamiento del problema, que define la viscosidad turbulenta (ecuación 4.6). Se va a demostrar a continuación que en realidad solamente una de ellas es independiente.

En la deducción del anexo 4.A se obtiene, a partir de la ecuación de conservación del momento axial particularizada al eje del chorro, que las tres constantes están relacionadas por la expresión:

$$k_1 = 4k_2k_3 \quad (4.11)$$

A esta última ecuación se puede añadir una relación más, obtenida del balance integral de conservación de la cantidad de movimiento aplicado entre la sección de salida del chorro y una sección a una distancia x de dicho origen⁵⁵:

$$\int_{x=0, r=0}^{x=0, r=r_o} \rho u^2(x, r) 2\pi r dr = \rho \frac{\pi}{4} d_o^2 u_o^2 = \int_{x, r=0}^{x, r \rightarrow \infty} \rho u^2(x, r) 2\pi r dr \quad (4.12)$$

de donde se obtiene, para el perfil normalizado exponencial:

$$k_1^2 = \frac{k_2}{2} \quad (4.13)$$

y finalmente, combinando esta ecuación con la 4.11 queda:

$$8k_1k_3 = 1 \quad (4.14)$$

Así pues, conocida una de las tres constantes, y mediante las ecuaciones 4.13 y 4.14 se pueden calcular las otras dos, con lo que queda totalmente definida la solución del campo de velocidades. Incluso hay que señalar que

⁵⁵Recordemos que, puesto que la ecuación diferencial que gobierna la velocidad axial no tiene término fuente, la cantidad de movimiento axial es una propiedad conservativa, lo cual permite este tipo de balances en el que el flujo total de entrada a través del orificio es igual al de salida en una sección cualquiera del chorro.

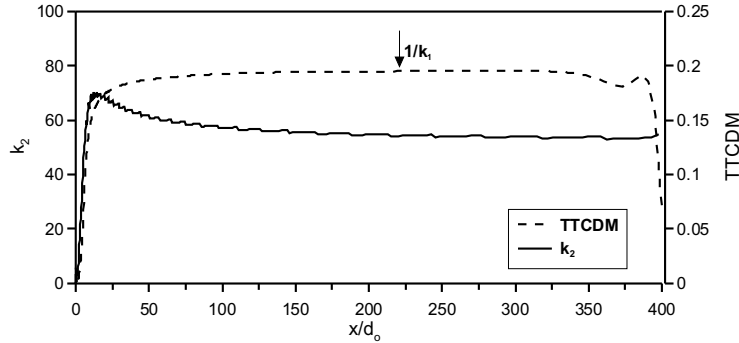


Figura 4.3: Evolución de la $TTCDM$ y de la constante k_2 a lo largo del chorro para la simulación de chorro isodenso.

el ángulo del chorro está relacionado de manera directa con estas constantes mediante la ecuación 4.10.

Medidas experimentales de diversos autores recogidas en la bibliografía indican que para el caso del chorro isodenso la constante k_1 oscila entre los valores de 5.75 y 7.32 [12] [14]. En el caso de la simulación de etano empleada en este apartado, se puede obtener el valor de k_1 sin más que analizar la evolución de la expresión de la *tasa de transferencia de cantidad de movimiento en el eje*, $TTCDM$, definida por López:

$$TTCDM(x) = \frac{\partial[u_o/u_{cl}(x)]}{\partial x}$$

que ha sido representada en la figura 4.3 en función de la coordenada axial. Esta figura confirma la validez de la ecuación 4.7, pues se observa que de acuerdo a su definición, la $TTCDM$ debe tomar un valor constante e igual a $1/k_1$ en la zona de flujo desarrollado. En la figura se observa que tras la zona transitoria inicial, la función tiende a un valor constante que en este caso es del orden de 0.19, siendo por tanto $k_1 = 5.26$.

En cuanto a la constante k_2 , en la misma figura 4.3 se observa su evolución a lo largo del chorro en el caso aquí analizado. Para cada posición axial se ha obtenido el perfil normalizado con respecto a las propiedades en el eje. Dicho perfil normalizado ha sido ajustado mediante una regresión estadística a una función gaussiana de acuerdo a la ecuación 4.8. De esta manera en la figura 4.3 se puede observar la evolución del valor de k_2 correspondiente a cada sección⁵⁶. En secciones cercanas al origen se aprecia un crecimiento abrupto de la misma,

⁵⁶El valor de esta constante se ha hallado mediante una regresión realizada para los puntos del perfil normalizado entre el 100% (eje) y 20%. No se han empleado los puntos hasta el 1%

	CFD
k_1	5.26
k_2	53.5
k_3	$2.10 \cdot 10^{-2}$
(k_2/k_1^2)	1.93
$(k_3 \cdot k_1)^{-1}$	9.05
$(4.6/k_2)^{1/2}$	0.293

Tabla 4.2: Resumen de constantes de definición de la velocidad axial y la viscosidad.

con una sobreoscilación seguida de una zona estabilizada en torno a un valor que en este caso es de $k_2 = 53.5$.

La tabla 4.2 muestra un resumen de los valores obtenidos de las tres constantes k_1 , k_2 y k_3 planteadas para la solución de la velocidad axial y de la viscosidad turbulenta. Se recogen tanto los datos obtenidos directamente de la simulación para las tres constantes como los que se deducen de aplicar las relaciones $(k_3 \cdot k_1)^{-1}$ y (k_2/k_1^2) . Estos dos últimos valores se corresponden con las constantes de las expresiones teóricas (ecuaciones 4.13 y 4.14), observándose un acuerdo razonable con las deducciones anteriores. Por último, la tabla recoge el valor de la tangente del ángulo del 1 %, 0.293, obtenido con la expresión 4.10. Esta tangente se corresponde con un semiángulo de chorro del orden de $\theta_{1\%}/2 = 16^\circ$.

En resumen, de estas tres constantes únicamente una de ellas se puede considerar como independiente, gracias a las tres hipótesis manejadas a lo largo de la descripción y que ya aparecen expuestas en el anexo 4.A:

- Viscosidad turbulenta constante.
- Caída hiperbólica ($1/x$) de la componente axial de la velocidad en el eje.
- Similaridad de los perfiles radiales.

4.3.3 Solución para la velocidad radial

Si se integra la ecuación de continuidad de 4.2 sustituyendo para ello la solución de la velocidad axial (ecuación 4.7) con el perfil gaussiano, se puede

ya que en esa zona la constante oscila mucho por encontrarse en niveles de velocidad muy bajos, con lo que el error numérico influye en el resultado. Se ha comprobado que, una vez en la zona de ajuste a la exponencial, el valor de k_2 obtenido puede cambiar del orden del 6% si se pasa de un ajuste con límite en el radio del 20% a uno del 50%.

obtener la correspondiente expresión para la velocidad de convección radial, válida en la zona de turbulencia desarrollada:

$$\begin{aligned}
 v(x, r) &= -\frac{1}{r} \int_{r=0}^r \frac{\partial(ur)}{\partial x} dr = \\
 &= \frac{k_1 u_o d_o}{x} \frac{1}{2k_2(r/x)} \{ \exp(-k_2(r/x)^2) [2k_2(r/x)^2 + 1] - 1 \} = \quad (4.15) \\
 &= u(x, r) \left\{ (r/x) + \frac{[1 - \exp(k_2(r/x)^2)]}{2k_2(r/x)} \right\}
 \end{aligned}$$

Se observa que esta solución también sigue en cierta forma una ley de similitud, pues se obtiene la velocidad radial como el producto de la velocidad axial por una función que depende solamente de r/x . La figura 4.4 muestra una gráfica comparativa de la evolución radial de las velocidades de convección axial y radial normalizadas por la velocidad axial en el eje ($u/u_{cl}, v/u_{cl}$) obtenida a partir de los cálculos numéricos antes referidos (puntos) y de las expresiones teóricas deducidas (líneas). Hay dos gráficas con el mismo eje vertical, pero el rango del eje horizontal se ha limitado en la de la derecha con el fin de poder apreciar mejor la forma del perfil de velocidad radial. Si se comparan las funciones teóricas con los resultados numéricos de la simulación se observa cómo la expresión del perfil normalizado gaussiano para la velocidad axial (u/u_{cl}) se ajusta de forma muy cercana al resultado del cálculo numérico. Las diferencias máximas entre ambos resultados son menores del 5 % hasta alrededor de un valor de 0.2 para este perfil, en el que termina el ajuste realizado para la obtención del k_2 . Por lo que respecta a la componente radial (v/u_{cl}), la expresión teórica obtenida también se ajusta de forma bastante exacta a los cálculos numéricos, a pesar de que el valor de k_2 es válido únicamente en el rango comentado. Así pues, podemos aceptar la solución propuesta para el campo de velocidades como válida. La tendencia obtenida en esta sección a $200d_o$ del origen del chorro se mantiene a lo largo de diferentes secciones axiales, con oscilaciones más acusadas si se tiene en cuenta que k_2 tiene un mayor rango de variación en las cercanías de la tobera (figura 4.3).

La componente radial convectiva se anula en el eje, por simetría del problema⁵⁷, y a distancias radiales muy lejanas respecto del mismo, ya que se supone que se está inyectando en un ambiente en reposo. Cerca del eje la solución es positiva (flujo alejándose del eje) y para distancias muy lejanas su valor es negativo (flujo hacia el eje). Puesto que la función resultado es continua, ha de

⁵⁷Esta condición se impuso en la integración presentada en la ecuación 4.15.

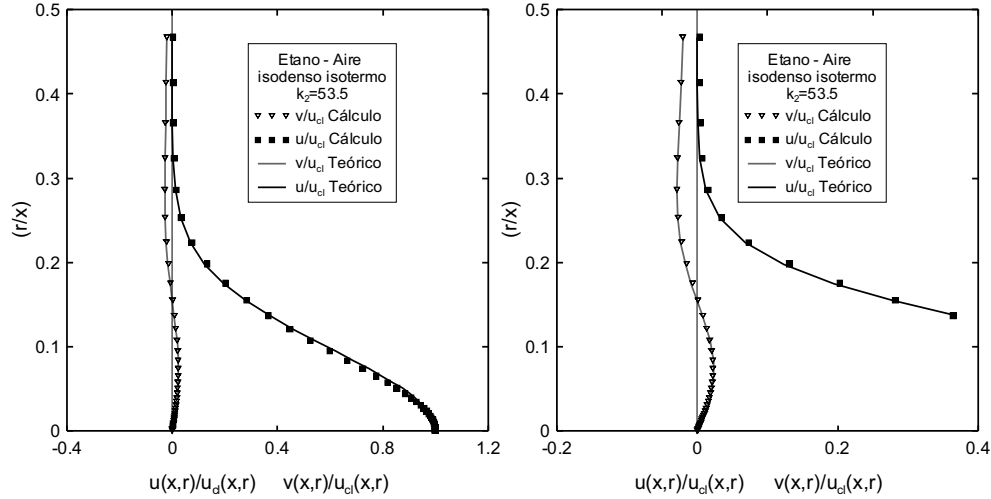


Figura 4.4: Comparación de perfiles teóricos y los obtenidos de la simulación CFD para el problema de Etano-Aire isodenso. Sección a $200d_o$ de la salida.

existir un tercer punto donde la velocidad radial se anule. Dada una distancia al eje x , el valor de r/x para el que esto ocurre se puede hallar numéricamente⁵⁸ anulando la expresión 4.15, obteniéndose $(r/x) = (1.256/k_2)^{1/2}$. Por tanto, la superficie en la cual se anula la velocidad convectiva será una superficie cónica alrededor del eje que depende únicamente de k_2 o, como ya se ha comentado anteriormente, de k_1 o k_3 . Tomando el valor de $k_2 = 53.5$ se obtiene que la velocidad se anula en $r/x = 0.153$, que coincide con el valor observado en la gráfica, lo cual da validez a los análisis antes planteados.

Se observa que las velocidades de convección radial son mucho menores en valor absoluto que las axiales hasta una determinada distancia al eje. El sentido físico de este resultado es, pues, que el movimiento convectivo del chorro es principalmente axial en esa zona. Para puntos lejanos al eje (en la figura 4.4 a partir de $(r/x) \approx 0.3$) la convección axial es prácticamente nula, dominando la convección radial negativa (hacia el eje) cuyo módulo es comparativamente mucho mayor.

4.3.4 Solución para la fracción másica de combustible

Del sistema de ecuaciones inicial 4.2 únicamente queda por presentar la solución para la fracción másica de la especie inyectada en el chorro, Y_f , la

⁵⁸Puesto que se trata de una ecuación implícita del tipo $exp(y) = 2y + 1$

especie combustible, frente a la fracción másica de la *especie aire*, cuyo calor se calcula por diferencia respecto de la unidad al tratarse de una mezcla binaria. Analizando las ecuaciones diferenciales, se observa que para esta última variable la estructura es la misma que para la velocidad axial u salvo por la diferencia en el coeficiente difusivo radial D_t . Si además el número de Schmidt es igual a uno ($D_t = \nu_t$), y teniendo en cuenta la diferencia entre las condiciones de contorno de ambas variables, se deduce la igualdad de soluciones $u(x)/u_o = Y_f$. En consecuencia, a partir de la ecuación 4.7 la expresión de la fracción másica es:

$$Y_f(x, r) = Y_{f,cl}(x)PN((r/x)^2) = k_1 \frac{d_o}{x} PN((r/x)^2) \quad (4.16)$$

donde todas las variables son conocidas de la solución para la velocidad de convección axial. Interesa, sin embargo, conocer la solución para valores de número de Schmidt distintos de la unidad ($D_t \neq \nu_t$). Esta igualdad entre las soluciones de la velocidad axial y de la fracción másica de combustible se ha comprobado también en el caso de la simulación numérica de referencia, apareciendo una diferencia máxima del 3.5 % en todo el eje entre ambas expresiones.

El apéndice 4.B desarrolla la expresión para la ecuación de transporte de la fracción másica de combustible particularizada al eje del chorro. A partir de esta expresión se obtiene la relación entre perfiles normalizados de fracción másica de combustible y de velocidad axial para valores del número de Schmidt distinto de uno:

$$\frac{Y_f(x, r)}{Y_{f,cl}(x)} = \left[\frac{u(x, r)}{u_{cl}(x)} \right]^{Sc} \quad (4.17)$$

Si además se plantea un balance integral de conservación del flujo másico de combustible entre la sección de entrada y una sección a una distancia x , de la misma forma que López [6], se puede obtener la expresión completa de la fracción másica de combustible para un valor cualquiera del número de Schmidt:

$$Y_f(x, r) = \frac{Sc + 1}{2} k_1 \frac{d_o}{x} PN((r/x)^2)^{Sc} \quad (4.18)$$

que se puede reescribir como:

$$Y_f(x, r) = \frac{Sc + 1}{2} \left[\frac{u(x, r)}{u_o} \right]^{Sc} \left[\frac{u_{cl}(x)}{u_o} \right]^{1-Sc} \quad (4.19)$$

de donde se observa que ya no existe una proporcionalidad exacta entre velocidad axial y fracción másica, y que además esta proporcionalidad cambia al

variar la distancia al eje (y, por tanto, el valor de u_{cl}/u_o). En esta ecuación también aparece claro el hecho de que la solución no es válida cerca del origen del chorro, puesto que Y_f tiende a un valor de $\frac{Sc+1}{2}$ en esa zona, lo cual no puede ser cierto salvo para el caso de Schmidt unitario. A partir de simulaciones numéricas, López [6] obtiene que en esa zona $Y_{f,cl}(x) = (u_{cl}(x)/u_o)^{1/Sc}$.

4.3.5 Isosuperficies

Además de las expresiones explícitas de la fracción másica de la especie inyectada, es interesante obtener las superficies de iso-valores referidas a esa variable para tener una idea más cualitativa de la distribución del combustible en el chorro. Debido a la relación unívoca entre fracción másica de combustible y velocidad axial si $Sc = 1$, las isosuperficies de ambas variables van a tener la misma forma, con lo que únicamente nos centraremos en las de la primera de estas dos variables. Se puede tomar como referencia, por ejemplo, la isosuperficie de fracción másica con un valor $Y_{f,st}$ tal que el combustible (especie inyectada) y el aire (especie ambiente) están en proporción estequiométrica, obteniéndola sin más que despejar de la ecuación (4.16) las coordenadas espaciales $(r(x), x)$. Empleando el perfil gaussiano y con número de Schmidt unitario se obtiene:

$$\left[\frac{r_{st}(x)}{x} \right]^2 = \frac{1}{k_2} \log \left[\frac{k_1 d_o}{Y_{f,st} x} \right] = \frac{1}{k_2} \log \left[\frac{x_{st}}{x} \right] \quad (4.20)$$

donde $r_{st}(x)$ representa la distancia radial de la curva de fracción másica estequiométrica ($r_{st}(x) = r(x, Y_{f,st})$), y x_{st} la coordenada axial para la cual esta curva intersecta con el eje del chorro, esto es, la distancia máxima de esta superficie al origen. Dicha coordenada se obtiene de (4.16) sin más que igualar a cero el radio y despejar la coordenada axial, obteniéndose $x_{st} = k_1 d_o / Y_{f,st}$.

La figura 4.5 representa gráficamente un ejemplo de curva de iso-fracción másica de combustible en coordenadas espaciales divididas precisamente por la longitud característica x_{st} de manera que pueden considerarse como una isosuperficie universal. Se ha representado la curva teórica y los resultados de la simulación numérica etano-aire isoterma e isodensa ya comentada anteriormente. Se observa que en la parte cercana al origen del chorro la ecuación 4.20 no es válida, pues se obtiene una superficie estequiométrica de radio nulo en todos los casos. A partir de una cierta distancia la curva teórica y la de cálculo se solapan, apreciándose la forma típica de la isosuperficie estequiométrica⁵⁹.

⁵⁹Se ha empleado un valor de $k_2 = 56$ porque el ajuste con $k_2 = 53.5$ era adecuado a distancias elevadas de la tobera, con lo que la forma global de la isosuperficie presentaba

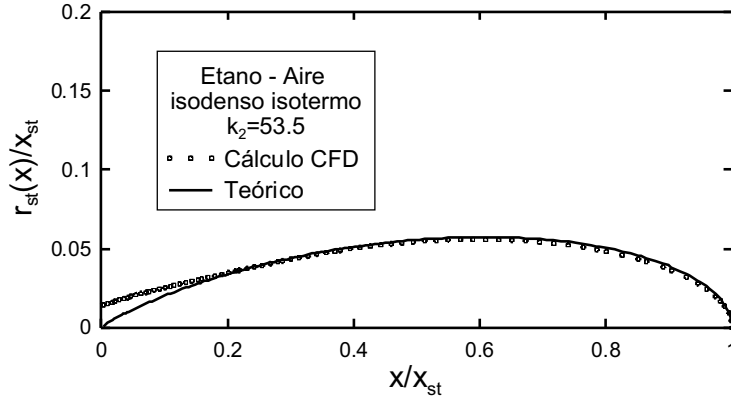


Figura 4.5: Ejemplo de curvas de iso-fracción másica de combustible. Etano-Aire isodenso. Número de Schmidt 1.

En el caso de Schmidt unitario, la curva de iso-fracción másica coincide con la de iso-velocidad axial ($Y_f(x, r_{st}) = u(x, r_{st})/u_o$). Ambos usan la misma ecuación definitoria de la isosuperficie (ecuación 4.20), pero cuando el número de Schmidt no vale la unidad ya no se da esta coincidencia. La curva de iso-velocidad axial es independiente del número de Schmidt, y se puede demostrar que si en la ecuación 4.20 se sustituyen las constantes (k_1, k_2) por $(k_1 \frac{Sc+1}{2}, k_2 Sc)$, respectivamente, se obtiene la expresión para las isosuperficies de fracción másica de combustible con número de Schmidt no unitario.

4.3.6 Trayectorias dentro del chorro

Para analizar el movimiento de las sustancias dentro del chorro isodenso conviene estudiar el campo de líneas de corriente, definido por la ecuación:

$$\frac{dr}{v} = \frac{dx}{u} \quad (4.21)$$

Si se realiza la integración numérica de esta ecuación empleando para ello la solución CFD del caso del chorro isodenso no reactivo de etano-aire analizado a lo largo de todo este apartado se obtiene una distribución como la representada en la figura 4.6. Se ha representado también una curva de isoconcentración como referencia. Se observa que, para zonas muy alejadas del eje, las trayectorias discurren casi en vertical hacia el eje hasta cierta distancia (aquella en la

una mayor diferencia que con esta otra constante. De hecho, el énfasis en la figura 4.5 se ha hecho más en el acuerdo en la forma de la isosuperficie que en resultados concretos.

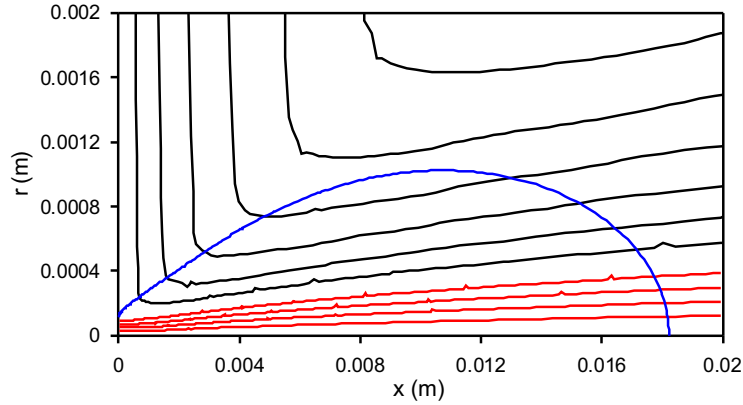


Figura 4.6: Líneas de corriente en un chorro isodenso.

que la velocidad de convección radial v se anula). A partir de esta distancia, el flujo entrante al chorro es incorporado a una corriente de gran intensidad de flujo axial, que hace que las líneas de corriente se vuelvan casi horizontales. Esto concordaría con el análisis hecho de la figura 4.4 acerca de la evolución de las componentes de la velocidad convectiva, y también cualitativamente con medidas experimentales como por ejemplo las de Tomita et al. [15] para chorros de hidrógeno.

En cambio, también se aprecia que aquellas líneas de corriente que proceden del orificio de entrada (en la parte inferior de la figura) discurren casi horizontalmente. De acuerdo con ello, se observa que *la especie inyectada por el orificio únicamente alcanzaría una isosuperficie de dosado constante en la parte frontal, cerca de su posición axial máxima (x_{st} , en el caso de la superficie estequiométrica)*. ¿Cómo, pues, llega la especie inyectada a distancias radiales elevadas? La convección en sí misma (axial y radial) no explica todo este movimiento de la especie combustible (ni, por tanto, del aire). En lo siguiente se va a demostrar cómo la difusión radial es el fenómeno por el cual el combustible puede moverse radialmente y mezclarse con el aire.

A partir de un razonamiento de análisis dimensional, el flujo másico difusivo de combustible por unidad de área se puede definir como el producto de la densidad por la fracción másica de combustible por una pseudo-velocidad⁶⁰ de difusión ($g_f = \rho Y_f v_{dif}$). Teniendo en cuenta, por otra parte, que el flujo másico difusivo estaba definido por la ley de Fick aplicado al caso turbulento

⁶⁰No es una velocidad de transporte en el sentido convectivo, sino de un movimiento de masa por efecto de los gradientes de concentración, de ahí que usemos el término ‘pseudo-velocidad’ y ‘pseudo-línea de corriente’.

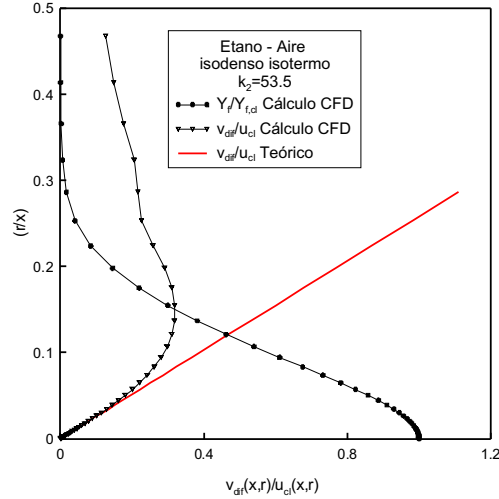


Figura 4.7: Comparación de pseudo-velocidad de difusión. Sección $x = 200d_o$.

(ecuación 4.3), queda la expresión para la pseudo-velocidad de difusión radial:

$$v_{dif} = \frac{g_f}{\rho Y_f} = -\frac{D_t}{Y_f} \frac{\partial Y_f}{\partial r} \quad (4.22)$$

Aplicando esta ecuación al perfil normalizado gaussiano 4.16 resulta dar una velocidad de difusión radial:

$$v_{dif} = \frac{2k_2 D_t}{x} \frac{r}{x} \quad (4.23)$$

Esta última expresión indica que la velocidad de difusión aumenta con la distancia radial al eje, haciéndose infinita en el límite, lo cual parece contradictorio, pues lejos del chorro llega un momento en que no hay especie combustible. Hay que tener en cuenta que las expresiones analíticas que se manejan tienden a cero asintóticamente. En realidad, la fracción másica Y_f llega un momento en que se anula, con lo que esta velocidad de difusión carecería de sentido. Además, si se compara la expresión analítica con la que se obtendría de los resultados del cálculo CFD (figura 4.7), se observa cómo en una primera parte cerca del eje ($r/x \approx 0$) esta velocidad sí que crece linealmente, pero a partir de una cierta distancia del orden de $r/x \approx 0.07$, la viscosidad turbulenta cae y la fracción másica de combustible tiende rápidamente a cero, apareciendo una clara divergencia de resultados. Comparando esta figura con la figura 4.4 se aprecia que en términos relativos la velocidad de difusión radial es mucho más importante dentro del chorro que la velocidad convectiva radial,

lo cual explica el hecho de que las trayectorias convectivas sean prácticamente horizontales.

Se pueden calcular unas *pseudo-líneas de corriente* tomando como componentes de la velocidad, por una parte, la convectiva axial u y, por otra, la suma de la convectiva v y la difusiva v_{dif} radiales (suponiendo número de Schmidt unitario):

$$\frac{dr}{v + v_{dif}} = \frac{dx}{u}$$

Si se realiza la integración de esta ecuación de nuevo con los datos de la simulación CFD se obtienen una serie de trayectorias como las indicadas en la parte superior de la figura 4.8. En este caso, sí que se observa que las partículas de combustible salen por el orificio y llegan a coordenadas de la isosuperficie mucho más cercanas al origen del chorro siguiendo trayectorias prácticamente rectilíneas. Por tanto, *a pesar del carácter básicamente convectivo del problema, el mecanismo de difusión radial es el que mueve el combustible preferentemente en dirección radial, siendo la aportación convectiva en esta dirección mucho menos influyente*, como ya se intuía del análisis previo de las expresiones teóricas. Es de señalar que a pesar de que el código CFD resuelve todos los términos de las ecuaciones diferenciales, la figura anterior indica que son básicamente la convección axial y radial y la difusión radial las que explican el movimiento de las especies dentro del chorro.

En la figura 4.8 se compara la solución CFD de estas pseudo-trayectorias (en negro) con las obtenidas con la solución analítica (en rojo). Se observa una superposición de ambas soluciones a partir de la mitad de la isosuperficie representada, correspondiente a $Y_f = 0.06$ ⁶¹. Sin embargo, hay diferencias importantes en las cercanías del orificio de salida, convergiendo todas las trayectorias teóricas al origen del chorro, cosa que no hacen las trayectorias reales. Estas divergencias se pueden explicar en base a dos razones. En primer lugar, la solución del campo de velocidades es válida a partir de una cierta distancia a la tobera (en la figura 4.3, del orden de 50 diámetros de tobera, esto es, 10 mm). Por otra parte, incluso en esa zona se ha visto en la figura 4.7 que la expresión de la velocidad de difusión deducida de forma teórica es válida hasta $r/x \approx 0.07$, todo lo cual justificaría las diferencias observadas.

Por último, en la parte inferior de la figura 4.8 se ha representado con puntos el tiempo τ_f que requeriría una partícula para llegar a la isosuperficie

⁶¹Si bien en este caso isodenso la fracción másica estequiométrica es de 0.125 debido al elevado porcentaje de oxígeno en el aire (tabla 4.1), en el caso del aire atmosférico la fracción másica estequiométrica es del orden de 0.06. De ahí que se haya elegido esta isosuperficie como referencia.

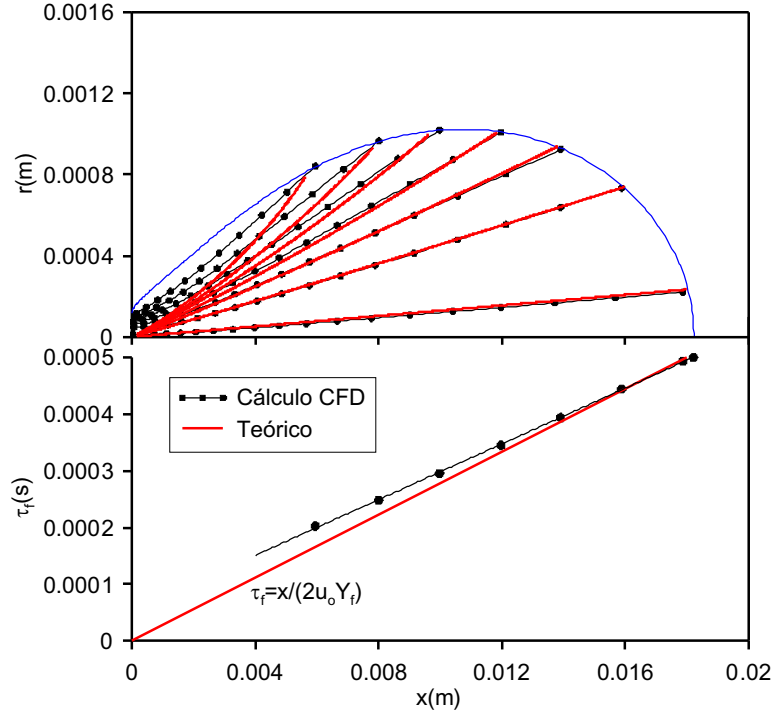


Figura 4.8: *Arriba:* Líneas de corriente para el combustible en el interior del chorro isodenso considerando la difusión radial. La curva límite representa una fracción másica del 6%. *Abajo:* Tiempo empleado por una partícula para alcanzar la isosuperficie de fracción másica del 6%.

de fracción másica $Y_f = 0.06$ sobre las trayectorias que resultan de la solución CFD, indicadas en la parte superior. Así, el último punto correspondería al tiempo que tarda una partícula que va sobre el eje en llegar a dicha isosuperficie. Es destacable el hecho de que este tiempo de llegada a la isosuperficie es prácticamente lineal con la distancia a la tobera. Este hecho se puede demostrar realizando la integración analítica de la expresión:

$$\tau_f = \left[\int_{x=0}^x \frac{dx}{u(x, r)} \right]_{r/x=const} = \frac{x}{2u_o Y_f} \quad (4.24)$$

empleando la expresión teórica de la velocidad axial a lo largo de una línea recta (r/x constante) hasta la isosuperficie correspondiente. La deducción de la solución se recoge en el apéndice 4.C, tanto para el caso que aquí nos ocupa como para el isodenso y el reactivo. Esta ecuación ha sido representada en la

figura 4.8 para las condiciones del problema, obteniéndose una superposición con los resultados del cálculo numérico que, como es lógico, es mejor cuanto más rectilínea sea la trayectoria. Particularizando para el eje, se obtiene que el tiempo máximo de llegada a la isosuperficie sigue una expresión:

$$\tau_{mix,f} = \frac{k_1 d_o}{2u_o Y_f^2} \quad (4.25)$$

que constituye un tiempo característico de la intensidad del proceso de mezcla. De nuevo aquí encontramos una prueba de la simetría existente en el chorro entre el comportamiento del eje y el comportamiento global del chorro: conocido el tiempo sobre el eje, el tiempo de llegada a la isosuperficie en otras coordenadas radiales sería conocido inmediatamente. De esta manera, el tiempo medio de paso por una isosuperficie de una cierta masa de combustible que sale del orificio (el tiempo de mezcla de toda esa masa) tendrá las mismas dependencias que el del eje. De hecho, esta última expresión es la que en el apartado 2.6 se ha comparado con el *tiempo aparente de combustión* desarrollado por Arrègle et al. [16, 17] y empleado para la predicción de la tasa de liberación de calor durante la fase de combustión por difusión.

4.3.7 Englobamiento

Para completar la descripción aquí propuesta del chorro gaseoso en condiciones de mezcla isodensa e isoterma se va a estudiar el englobamiento del aire. Así se conoce el fenómeno por el cual el aire que rodea al chorro es arrastrado, pasando a formar parte del mismo, de manera que a medida que aumenta la distancia al origen del chorro el gasto másico a través de una superficie perpendicular al eje del chorro crece. Puesto que el flujo de cantidad de movimiento y de masa de combustible son constantes, este aumento del gasto másico va a producir necesariamente una disminución de la velocidad al crecer la distancia al origen, aspecto que ya se ha comprobado en los apartados anteriores.

La caracterización del englobamiento se puede llevar a cabo de dos formas:

- Puesto que se considera que el englobamiento es el aumento de masa en el chorro debido al arrastre de aire que ejerce el combustible en movimiento, la primera forma lógica de afrontar el estudio de este parámetro es la evaluación del gasto másico de aire englobado. Para ello se puede calcular el flujo másico total a través de una sección perpendicular al eje del chorro y compararlo con el inicial (únicamente de combustible). Así, se suele definir una función de englobamiento integral que depende únicamente de la distancia axial al origen según la expresión:

$$k_{eng}(x) = \frac{d_o}{\dot{m}_f} \frac{d\dot{m}(x)}{dx} = d_o \frac{d\frac{\dot{m}(x)}{\dot{m}_f}}{dx} \quad (4.26)$$

donde $\dot{m}(x) = \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} \rho u 2\pi r dr$ es el flujo másico total a través de una sección perpendicular al eje del chorro. En el apéndice 4.D se presenta una deducción en la que, a partir de las expresiones de velocidad aquí presentadas se llega a que:

$$k_{eng}(x) = \frac{2}{k_1}$$

- El flujo másico en este caso isodenso depende únicamente de la evolución de las velocidades a lo largo del chorro y en cada sección. Puesto que la velocidad en cualquier punto se puede calcular a partir de la del eje y del perfil normalizado, también cabe la posibilidad de estudiar únicamente la evolución de la velocidad axial en el eje como indicador del englobamiento de aire. Lógicamente, si se engloba más aire la velocidad en el eje caerá más rápidamente. Este es el punto de vista planteado por López [6]⁶², que define la tasa de mezcla normalizada para un chorro de gas como:

$$TM(x) = d_o \frac{d(1/Y_{f,cl}(x))}{dx} = d_o \frac{d \left[\frac{m_f + m_a}{m_f} \right]_{cl}(x)}{dx} \quad (4.27)$$

donde se observa que esta expresión no es más que una redefinición de la función de englobamiento 4.26 para el caso del eje del chorro. Si se emplea la ecuación 4.16 para definir $Y_{f,cl}(x)$ se obtiene la constante:

$$TM(x) = \frac{1}{k_1}$$

Ambos puntos de vista dan como resultado que el flujo másico total va creciendo con de forma lineal a partir de una cierta distancia respecto al eje. A esta conclusión se podría llegar sin más que recordar que el flujo de cantidad de movimiento axial es constante en el chorro, y que éste se podría poner como el producto del flujo másico por una velocidad axial. Puesto que el campo de

⁶²López plantea esta definición para el caso isoterma pero no isodenso mediante el diámetro equivalente, que veremos en el apartado de chorro no isodenso, y que en esta primera aproximación de chorro isodenso coincide con el diámetro geométrico.

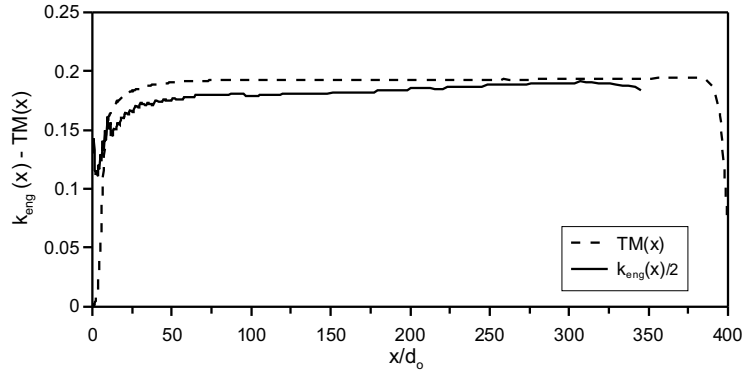


Figura 4.9: Curvas de caracterización del englobamiento en el chorro a partir de la tasa de mezcla en el eje y la curva de englobamiento de la sección.

velocidades axiales cae con la inversa de la coordenada axial, se sigue que el flujo másico debe aumentar linealmente con la misma coordenada.

Evidentemente, este resultado es válido en la zona donde la ecuación 4.7 se puede emplear como resultado del perfil de velocidades. En la zona inicial del chorro, el aumento del flujo másico no va a ser lineal, pero esta zona es de tamaño reducido. La figura 4.9 muestra el resultado de los cálculos del englobamiento según los dos criterios para la simulación numérica propuesta. Se ha representado la curva de $k_{eng}(x)/2$, la cual ha sido suavizada, pues su cálculo implica el empleo de los resultados en celdas lejanas al eje en las cuales la resolución no es tan buena. Ello sin embargo no es obstáculo para apreciar cómo, efectivamente, la proporcionalidad es casi de un factor de 2. A partir de estos resultados se deduce que estudiar el englobamiento por el eje o por la integral del flujo másico proporciona resultados proporcionales. En definitiva tenemos otra prueba de que *el eje del chorro proporciona información similar a la que se obtendría de forma integral en el chorro*. Este hecho es de gran utilidad en el caso del análisis de soluciones numéricas, pues siempre resulta más sencillo trabajar con datos que proporciona directamente el cálculo, como es la fracción másica de las especies, que tener que realizar las integrales del flujo. Además, cerca del eje la resolución de los mallados es mayor, y por tanto los resultados son más fiables. En cambio, en casos de estudio experimental es más práctico el empleo de la definición integral, pues las medidas sobre el eje suelen ser más complicadas.

Hill [18] y Han y Mungal [19] han realizado medidas experimentales de la evolución de la función de englobamiento integral para chorros isodensos e iso-especies, obteniendo evoluciones de k_{eng} similares a la anterior. Según el

perfil de salida de la velocidad por el orificio, la evolución inicial de la función puede ser diferente. Sin embargo, el valor final es el mismo en ambos casos, 0.32, coincidente con el valor experimental obtenido por Ricou y Spalding [20].

4.3.8 Conclusiones

En este apartado se ha presentado la solución para el caso más sencillo de chorro gaseoso, esto es, un chorro con igual densidad (y, por tanto, temperatura) que el ambiente. En este tipo de chorros se demuestra que puede emplearse una *solución al campo de velocidades y de la fracción másica de combustible en la zona de flujo turbulento desarrollado mediante ecuaciones sencillas que dependen de la velocidad de inyección u_o y el diámetro del orificio de salida d_o , y de una única constante k_1 .*

Se ha analizado el movimiento del combustible en el chorro mediante *trayectorias que tienen en cuenta únicamente la convección axial y radial y la difusión radial*, obtenidas mediante ecuaciones analíticas. Dichas trayectorias se han comparado con resultados de cálculos CFD, en los que se resuelven todos los términos de las ecuaciones gobernantes. La bondad del ajuste entre ambas aproximaciones, junto con la validez de las soluciones analíticas sencillas, indican que realmente el resto de los términos de las ecuaciones conservativas tienen un papel menor en el desarrollo del chorro.

Otro resultado notable ha sido demostrar la *simetría existente entre el comportamiento global del chorro en una sección y el del eje*. Este hecho, básico en el trabajo de López [6], se observa ya en *las ecuaciones teóricas de caracterización de los campos de velocidades y fracciones másicas de combustible, y se confirma con el análisis del tiempo de llegada del combustible a las isosuperficies y el estudio del englobamiento*.

4.4 Mezcla no isodensa

4.4.1 Planteamiento

El análisis realizado en el punto anterior sirve para el caso de mezclas en las cuales la especie inyectada tiene una densidad idéntica a la de la especie que hay en el ambiente y no hay diferencia de temperatura entre ambas. En el caso del proceso de inyección-combustión Diesel, el combustible tiene mucha mayor densidad que el ambiente en el cual es inyectado (del orden de 830 kg/m^3 frente a $20 - 50 \text{ kg/m}^3$). Además, suele haber diferencias de temperatura

entre ambas especies (380 – 400 K para el combustible, 900 – 1000 K para el aire), lo cual introduce en el problema el proceso físico de intercambio de energía, además de los de masa y de cantidad de movimiento. En este apartado se va a estudiar el problema de un chorro gaseoso inyectado en un ambiente con diferente densidad, bien por diferencias de peso molecular o por diferencias de temperatura entre el combustible y el aire. En este planteamiento más general se incluye, por tanto, el del chorro de combustible con diferente densidad pero igual temperatura que el aire, planteado en las tesis de Correas [7] y López [6]. En principio se va a considerar siempre casos en los que el combustible tiene mayor densidad que el ambiente en el que se inyecta, pues esto es lo que ocurre en el caso Diesel.

La estructura del chorro es la misma que se está considerando en este capítulo, dedicado al estudio del problema en condiciones no reactivas, esto es, una zona inicial de flujo no perturbado junto al orificio de salida y una zona de flujo turbulento desarrollado, que es donde se va a plantear la solución al problema. La formulación de las ecuaciones de continuidad, momento y especies es análoga al caso anterior (ecuación 4.2), pero además se ha de añadir la ecuación de conservación de energía siguiendo una formulación del tipo Shvab-Zeldovich, como por ejemplo la que indica Turns [21]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) &= 0 \\
 \frac{\partial(\rho uru)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vru)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\nu_t \frac{\partial u}{\partial r}) \\
 \frac{\partial(\rho urY_f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrY_f)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) \\
 \frac{\partial(\rho urh)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrh)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\lambda_t \frac{\partial h}{\partial r})
 \end{aligned} \tag{4.28}$$

Las incógnitas que hay que resolver son, pues, las mismas que en el caso isodenso (componentes del vector velocidad u, v , fracción másica de combustible Y_f) y además la entalpía h , relacionada directamente con la temperatura, y la densidad ρ , que ya no son constantes. De nuevo hace falta un modelo de turbulencia para el cálculo de ν_t y supondremos como caso sencillo que el número de Schmidt efectivo vale la unidad. Para acabar de definir la ecuación de conservación de la energía se ha de introducir un número adimensional que relacione la viscosidad (ν_t) y la difusividad de energía (λ_t). El más inmediato es el *número de Prandtl efectivo*, que se calcula como $Pr = \nu_t/\lambda_t$. Sin embargo, vamos a usar un tercer número adimensional que relaciona la difusividad de masa y la de energía. Este es el *número de Lewis efectivo*, definido como $Le = \lambda_t/D_t$, cuyo valor va a ser la unidad, pues como observa Turns [21],

Caso	I	II	III
Especie combustible	$C_{16}H_{34}$	$C_{16}H_{34}$	C_4H_{10}
Especie aire	77% N_2 , 23% O_2 (masa)		He
Presión (MPa)	8.1		
$T_{f,o}(K)$	300		
$T_{a,\infty}(K)$	300	900	900
$\rho_{f,o}/\rho_{a,\infty}$	7.85	23.54	43.5
u_o (m/s)	150	150	300
d_o (μm)	200	200	200
d_{eq} (μm)	560	970	1319

Tabla 4.3: Datos de la simulación numérica de chorros no isodensos.

únicamente en esas condiciones se puede plantear la ecuación de la energía tal como aparece en 4.28. La relación entre la difusividad de energía y la de cantidad de movimiento se hallaría sin más que emplear los números de Lewis y de Schmidt ($Pr = Sc/Le$).

Los razonamientos que se van a presentar para la resolución de este tipo de chorros se van a apoyar en una serie de simulaciones numéricas de chorros de diferente densidad, cuyas características están recogidas en la tabla 4.3. Se ha empleado como caso de referencia el caso II, un chorro de hexadecano gaseoso inyectado en aire, con una temperatura de esta última especie de 900 K y del combustible de 300 K. Manteniendo el resto de condiciones constantes, se ha realizado otra simulación con temperatura de aire de 300 K, que caería dentro del caso del chorro isoterma de los trabajos de Correas y López. Por último, se ha probado un caso con chorro de butano inyectado en una atmósfera de helio. Este caso tiene el mismo salto de temperaturas que el caso de referencia, pero un salto de densidades similar al que tendría un chorro líquido Diesel con densidad 830 kg/m^3 inyectado en una atmósfera de aire a 20 kg/m^3 . Se barre, pues, un rango de relaciones de densidad combustible-aire extenso.

La solución al chorro no isodenso pasa por la definición del denominado *diámetro equivalente* del problema de acuerdo a la expresión [22]:

$$d_{eq} = d_o \sqrt{\frac{\rho_{f,o}}{\rho_{a,\infty}}} \quad (4.29)$$

donde $\rho_{f,o}$ es la densidad del combustible en las condiciones de salida del orificio (combustible puro) y $\rho_{a,\infty}$ es la densidad de la especie aire en condiciones muy alejadas del orificio de salida (aire puro). Este parámetro sirve como nue-

va escala de longitud del problema, y conceptualmente representa el diámetro de un orificio tal que la cantidad de movimiento axial que se introduciría por el mismo, si la especie combustible tuviera la misma densidad que la ambiente, fuese la misma que la que se introduce en el caso real con especies de diferente densidad, suponiendo en ambos casos igualdad de velocidad de salida u_o . Es uno de los conceptos fundamentales empleados para resolver el problema, y permite comparar un chorro no isodenso con uno isodenso con la misma tasa de introducción de cantidad de movimiento. Para clarificar su origen se va a hacer uso de un balance integral de cantidad de movimiento similar al empleado en el caso del chorro isodenso para relacionar k_1 y k_2 (ecuación 4.12):

$$\rho_{f,o} \frac{\pi}{4} d_o^2 u_o^2 = \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} \rho(x, r) u^2(x, r) 2\pi r dr \quad (4.30)$$

En este caso la densidad depende de la posición. Sin embargo, a partir de una cierta distancia la masa englobada es mucho mayor que la masa que ha salido por el orificio [9], con lo que se puede hacer la aproximación $\rho(x, r) \approx \rho_{a,\infty}$, quedando la anterior ecuación como:

$$\begin{aligned} \rho_{f,o} \frac{\pi}{4} d_o^2 u_o^2 &\approx \rho_{a,\infty} \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} u^2(x, r) 2\pi r dr \\ \frac{\rho_{f,o}}{\rho_{a,\infty}} \frac{\pi}{4} d_o^2 u_o^2 &= \frac{\pi}{4} d_{eq}^2 u_o^2 \approx \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} u^2(x, r) 2\pi r dr \end{aligned} \quad (4.31)$$

lo cual justifica la definición del diámetro equivalente, que permite pasar del caso no isodenso a uno isodenso con densidad la del aire ambiente. Como se observa, el flujo de cantidad de movimiento en una sección dada, que es el ‘motor’ del proceso de mezcla, está caracterizado por la cantidad de movimiento introducida por el orificio con la especie combustible y por la densidad ambiente, que es la que predomina salvo en zonas próximas al orificio de salida.

Para acabar de plantear el problema se va a analizar la evolución de la viscosidad que genera esta situación de flujo con el fin de analizar si también en este caso tiene cabida la hipótesis de viscosidad constante, que como se ha visto anteriormente simplifica la resolución del problema en el caso isodenso. En la figura 4.10 se observan los resultados de la viscosidad turbulenta sobre el eje calculada mediante el modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ estándar en los tres casos simulados. En la parte de la izquierda se ha representado esta evolución frente a la variable x/d_o , mientras que en la de la derecha se ha representado la

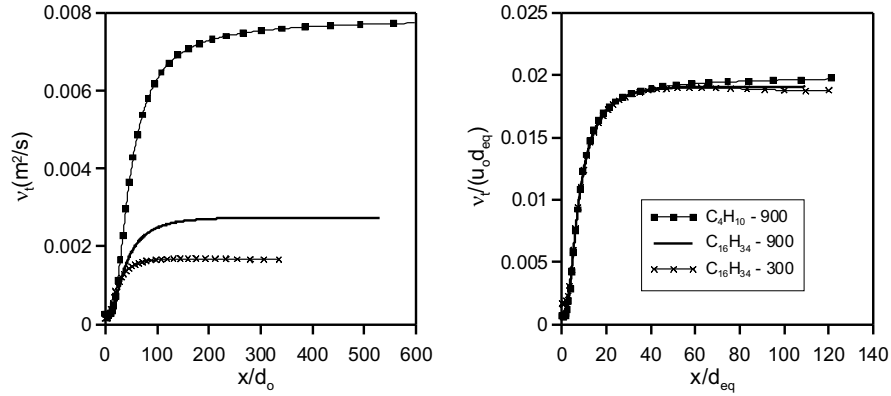


Figura 4.10: Resultados sobre el eje de la viscosidad turbulenta. Chorro no isodenso.

viscosidad turbulenta dividida por las escalas de velocidad (u_o) y de longitud (d_{eq}) en función de x/d_{eq} . En ambos casos se observa que la evolución de la viscosidad, al igual que en el caso isodenso, es prácticamente constante en una gran parte del dominio en que se encuentra el chorro salvo en las cercanías del orificio de salida.

En la gráfica de la derecha de la figura 4.10 se observa cómo se cumple que el escalado de la viscosidad sigue la expresión:

$$\nu_t = k_3 u_o d_o \sqrt{\frac{\rho_{f,o}}{\rho_{a,\infty}}} = k_3 u_o d_{eq} \quad (4.32)$$

tomando la constante de proporcionalidad k_3 un valor de entre 0.0188 y 0.0195, similar al obtenido en el caso isodenso. Igualmente se aprecia cómo la variación de la relación de densidades entre el combustible y el aire introduce un factor de escala tanto en el eje de abscisas como de ordenadas de la figura. En concreto, con el aumento de la relación de densidades el valor final de la viscosidad en la zona de flujo turbulento desarrollado aumenta, y el chorro alcanza la zona de valor constante a distancias más alejadas del origen. Hay, pues, dos efectos producidos por el cambio de densidades que habrá que tener en cuenta a la hora de plantear la solución. Uno está relacionado con el *cambio del tamaño del chorro*, y el otro con el de las *variables locales* (en este caso, la viscosidad, pero también la temperatura y la densidad). Empleando el diámetro equivalente se normalizan ambos efectos, lo cual confirma el papel del mismo como factor de transformación entre un chorro no isodenso y uno isodenso, aspecto que se va a emplear para plantear la solución del problema.

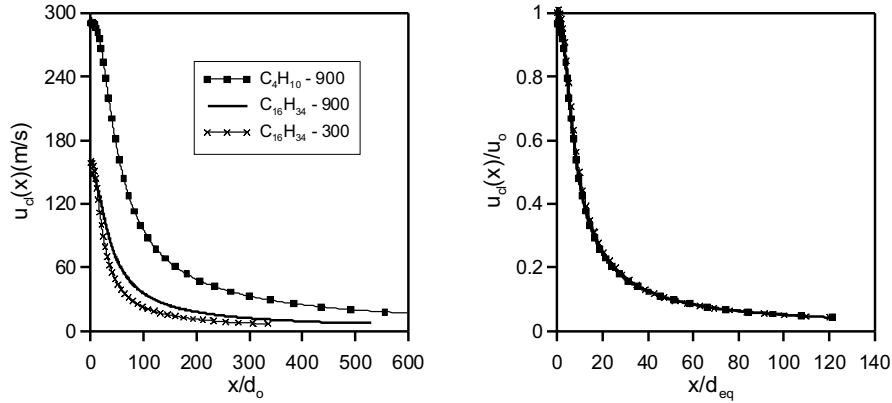


Figura 4.11: Evolución de la velocidad axial sobre el eje del chorro. Chorro no isodenso.

4.4.2 Campo de velocidades

Comenzando con la velocidad axial, el análisis del apéndice 4.A indica que su evolución en el eje en la zona de flujo turbulento desarrollado está marcada fundamentalmente por el valor de la viscosidad, independientemente del caso que se esté analizando (mezcla, combustión, isodenso, no isodenso...). Se ha visto cómo la evolución de la viscosidad en el caso no isodenso es análoga a la del caso isodenso si se emplea el diámetro equivalente. Por ello, la idea para resolver el presente caso consiste en emplear una solución general con la misma estructura (la componente en el eje multiplicada por un perfil normalizado) pero sustituyendo la dependencia con el diámetro geométrico del caso isodenso isoterma por una dependencia con el diámetro equivalente. Así pues, la ecuación 4.7 modificada con el diámetro equivalente quedaría:

$$u(x, r) = k_1 u_o \frac{d_{eq}}{x} PN((r/x)^2) = k_1 u_o \frac{d_{eq}}{x} \exp(-k_2(r/x)^2) \quad (4.33)$$

En la figura 4.11 se confirma el escalado que existe para la velocidad en el eje del chorro si se divide ésta por la velocidad de salida ($u_{cl}(x)/u_o$) y se representa en función de x/d_{eq} ⁶³.

El perfil normalizado empleado en la solución de la velocidad axial es de nuevo el exponencial, con la misma constante k_2 que en el caso isodenso. Hinze [9] indica que esta función no cambia del caso del chorro isodenso al no isodenso. La figura 4.12 muestra la evolución de esta constante a lo largo de

⁶³Al final de esta sección dedicada al chorro no isodenso se van a hacer una serie de precisiones acerca de este escalamiento del chorro en la zona inicial.

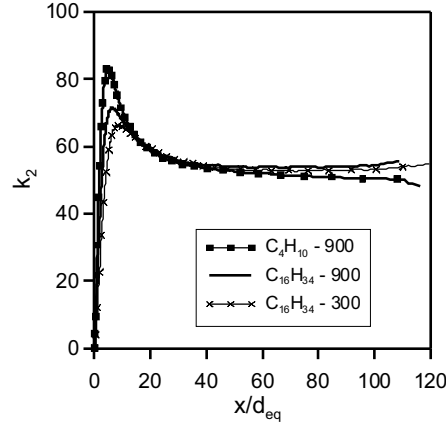


Figura 4.12: Evolución de k_2 a lo largo del chorro. Chorro no isodenso.

las diversas secciones perpendiculares al eje, si se calcula mediante un ajuste del perfil normalizado a una gaussiana hasta el radio $R_{20\%}$. Se observa en los tres casos de estudio (tabla 4.3) una evolución muy similar a la que se ha encontrado en el caso isodenso (figura 4.3), con una parte inicial en la que los perfiles no están estabilizados, seguidos de la zona de flujo turbulento desarrollado en la que el valor de la constante apenas se modifica. En la parte inicial del chorro se aprecia que el valor máximo transitorio crece al aumentar la relación de densidades. Así pues, en esta zona la evolución no es totalmente universal. Ello es lógico pensando que en esta región inicial el chorro todavía posee una ‘memoria’ del perfil de velocidades del orificio de salida. Cuanto mayor es la diferencia de densidades, más clara es la sobreoscilación inicial de los valores de k_2 . En cuanto a los valores estabilizados, su orden de magnitud es $k_2 \approx 54$, apreciándose una dispersión del orden del 5%. Este valor es muy similar al obtenido en chorro isodenso, y dada la pequeña dispersión frente al gran rango de condiciones barridas, se puede aceptar la validez de la expresión de perfiles normalizados para el caso no isodenso.

La otra variable que define el campo de velocidades del problema, la velocidad de convección radial, se puede calcular a partir de la integración de la ecuación de continuidad. La dependencia de la densidad con la composición local no permite obtener una expresión sencilla a priori. Sin embargo, suponiendo de nuevo que $\rho(x, r) \approx \rho_{a, \infty}$ existe una solución que es idéntica a la de la ecuación 4.15, que lleva implícito el diámetro equivalente al aparecer la velocidad axial u . La figura 4.13 muestra un ejemplo de la validez de esta solución. Se han representado los perfiles radiales de velocidad axial y radial para el caso del chorro de hexadecano inyectado en aire a 900 K a una dis-

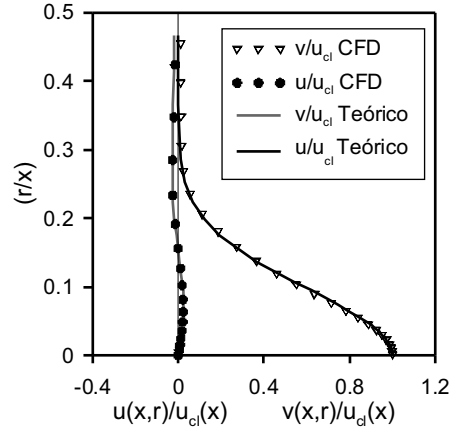


Figura 4.13: Perfiles radiales de velocidad. $C_{16}H_{34}$ - 900. Para los perfiles teóricos, $k_2 = 53.5$.

tancia de $80d_{eq}$ del orificio de salida. Asimismo, se incluyen en la gráfica los perfiles teóricos obtenidos mediante las ecuaciones analíticas con una constante $k_2 = 53.5$ como en el caso isodenso. La apariencia es exactamente la misma que la figura 4.4, apreciándose el mayor peso de la convección axial frente a la radial en el movimiento global de masa inducido por el chorro. Además, la velocidad de convección radial cambia de sentido en el entorno de la coordenada $r/x \approx 0.15$, al igual que en el caso isodenso.

Llegados a este punto, se comprueba que existe una equivalencia entre el chorro isodenso y el no-isodenso en aquellas zonas en las que la densidad es muy similar a la ambiente, lo cual ocurre en la mayoría del chorro. Por esto mismo se puede plantear que las relaciones estudiadas entre las constantes k_1 , k_2 y k_3 para el caso isodenso siguen siendo válidas en el presente problema (ecuaciones 4.13 y 4.14). *En la zona de flujo desarrollado el chorro es, por tanto, totalmente equivalente a uno isodenso con la especie ambiente y con el mismo flujo de cantidad de movimiento axial.* Este hecho es consecuencia de que *en chorros gaseosos turbulentos la viscosidad, y por tanto el ángulo del chorro, no dependen de la relación de densidades*, aspecto que ha aparecido reflejado en multitud de trabajos. Es decir, el cambio en la relación de densidades no modifica la relación entre el reparto radial y axial de propiedades dentro del chorro. Este es un aspecto esencialmente diferente del chorro líquido atomizado, en el que sí que se modifica el ángulo del chorro cuando cambia la relación de densidades.

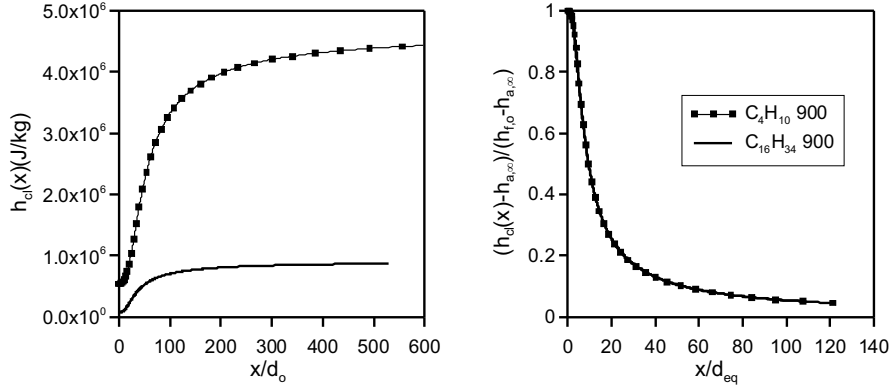


Figura 4.14: Normalización de la entalpía en el eje del chorro. Chorro no isodenso.

4.4.3 Soluciones para la masa y la energía

Si el número de Schmidt efectivo vale la unidad, y siguiendo el mismo razonamiento que en el caso isodenso, la solución para la fracción másica de combustible sigue la ley de equivalencia $Y_f(x, r) = u(x, r)/u_o$, con lo cual la expresión pertinente para esta última variable es:

$$Y_f(x, r) = k_1 \frac{d_{eq}}{x} \exp(-k_2(r/x)^2) \quad (4.34)$$

De la misma forma, para plantear la solución de la entalpía se recurre a la equivalencia entre la difusividad de energía y la de masa ($Le = 1 \rightarrow \lambda_t = D_t$). Con ello, la ecuación diferencial de conservación de la energía toma exactamente la misma expresión que la de conservación de la cantidad de movimiento o de la especie combustible (ecuaciones 4.28). Teniendo en cuenta además las condiciones de contorno de la ecuación de la entalpía se puede ver que la solución para esta variable sería análoga a la de velocidad axial o fracción másica, en concreto:

$$\frac{u(x, r)}{u_o} = Y_f(x, r) = \frac{h(x, r) - h_{a,\infty}}{h_{f,o} - h_{a,\infty}} \quad (4.35)$$

donde $h_{f,o}$ y $h_{a,\infty}$ representan, respectivamente, el valor de las entalpías a la salida de la tobera (combustible puro) y muy lejos de la misma (aire puro). La solución para la entalpía es, por tanto:

$$h(x, r) = h_{a,\infty} + (h_{f,o} - h_{a,\infty}) k_1 \frac{d_{eq}}{x} \exp(-k_2(r/x)^2) \quad (4.36)$$

La validez de la ecuación anterior queda ejemplificada en la figura 4.14, que recoge la evolución de la entalpía sobre el eje del chorro para los dos casos calculados en los que existe diferencia de temperaturas. En la parte de la izquierda se ha representado la entalpía absoluta, tal como se obtiene del cálculo CFD. Debido a la mayor temperatura del aire, la entalpía aumenta conforme nos movemos a distancias más alejadas de la tobera. Como variable independiente se ha tomado x/d_o , observándose que a pesar de que la forma de la curva es parecida, la entalpía se estabiliza más cerca de la tobera en el caso de la mezcla hexadecano que en la del butano-helio, pues la primera tiene una menor diferencia de densidades entre las especies combustible y aire. La parte de la derecha confirma la idoneidad del diámetro equivalente así como de la transformación de la variable entalpía para universalizar la evolución de la entalpía, aplicados en dos casos con condiciones tan diferentes.

A partir de la entalpía y composición locales se puede calcular la temperatura en cada punto del chorro. Si en primera aproximación se supone que tanto el aire como el combustible son gases perfectos con capacidades calóricas constantes e iguales para ambas especies, la ecuación para la temperatura en un punto sería:

$$T(x, r) = T_{a,\infty} + (T_{f,o} - T_{a,\infty}) k_1 \frac{d_{eq}}{x} \exp(-k_2(r/x)^2) \quad (4.37)$$

En el caso más general esto no ocurre, y la variable que realmente tiene una expresión explícita es la entalpía. Por tanto, la temperatura tendrá que ser calculada a partir de entalpía y composición aplicando una cierta ley de mezcla.

4.4.4 Relaciones de estado

De la ecuación 4.35 se deduce una propiedad interesante que se puede generalizar: *dada una propiedad escalar cualquiera 'q', que sea conservativa en el chorro y cuyo coeficiente difusivo turbulento sea igual a la viscosidad turbulenta, se cumple bajo las hipótesis del presente problema que en cualquier punto del chorro:*

$$\frac{u(x, r)}{u_o} = \frac{q(x, r) - q_{a,\infty}}{q_{f,o} - q_{a,\infty}} \quad (4.38)$$

siendo $q_{f,o}$ y $q_{a,\infty}$ los valores que toma la propiedad conservativa q en los límites del problema, esto es, el combustible y aire puros, respectivamente.

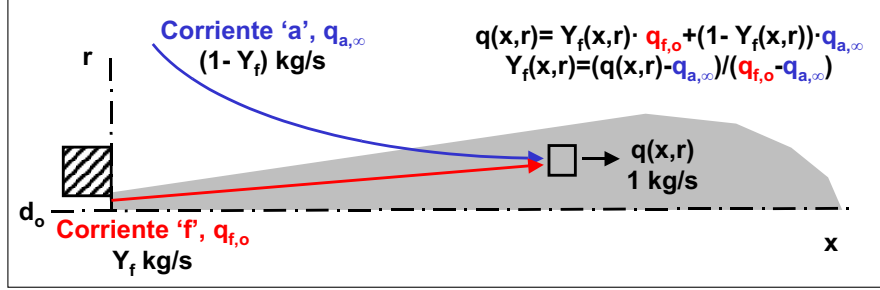


Figura 4.15: Proceso de mezcla ideal en un chorro.

Aplicando la ecuación anterior a la propiedad *fracción másica de combustible*, y suponiendo $Sc = 1$:

$$q(x, r) = Y_f(x, r) \rightarrow Y_f(x, r) = \frac{u(x, r)}{u_o} \cdot Y_{f,o} + \left(1 - \frac{u(x, r)}{u_o}\right) \cdot Y_{f,\infty} \quad (4.39)$$

de forma que, si se inyecta un chorro de combustible puro ($Y_{f,o} = 1$) en un ambiente de aire puro ($Y_{f,\infty} = 0$) se obtiene la relación ya conocida:

$$Y_f(x, r) = \frac{u(x, r)}{u_o} \quad (4.40)$$

Si se particulariza para el caso de la *entalpía*, con $Pr = 1$:

$$q(x, r) = h(x, r) \rightarrow h(x, r) = Y_f(x, r) \cdot h_{f,o} + (1 - Y_f(x, r)) \cdot h_{a,\infty} \quad (4.41)$$

llegando a la misma conclusión que en el apartado anterior.

Este tipo de relaciones generalizan el intercambio de cantidad de movimiento entre el chorro y el ambiente a cualquier propiedad conservativa. El problema del chorro punto a punto equivale al de un mezclador ideal en el que entran dos corrientes de Y_f (kg/s) y $(1 - Y_f)$ (kg/s), llamadas combustible y aire, respectivamente, y sale una única corriente de 1 (kg/s) de mezcla, tal como ejemplifica la figura 4.15. La corriente de combustible aporta un flujo de cantidad de movimiento axial por unidad de gasto másico definido por u_o , y una entalpía $h_{f,o}$. La corriente de aire posee una cantidad de movimiento nula (aire en reposo) y entalpía $h_{a,\infty}$. Aplicando las ecuaciones de conservación integrales de cantidad de movimiento, masa de combustible o energía se obtendría la ecuación 4.35.

La generalización de los intercambios de energía, momento y masa mediante la hipótesis del mezclador ideal es debida a Spalding [11], siendo de

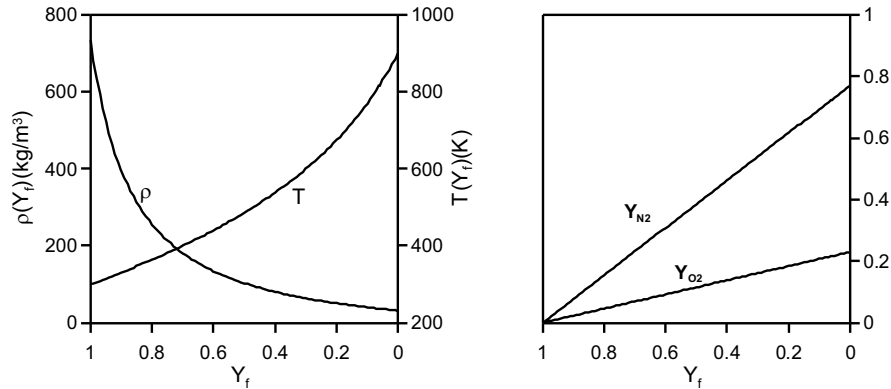


Figura 4.16: Relaciones de estado para una mezcla de hexadecano y aire con temperaturas de 300 y 900 K, respectivamente.

gran utilidad, pues permite relacionar todas las propiedades conservativas del chorro entre ellas, o lo que es lo mismo, se puede decir que, de todas las variables que definen el problema, únicamente una es independiente. Conocida la distribución espacial de la misma podemos calcular la distribución espacial de cualquiera de las otras variables. En el caso que aquí tratamos, el del chorro en ambiente inerte, se va a emplear la fracción másica de combustible como variable independiente por comodidad, pues se obtiene directamente del cálculo CFD. Este tipo de expresiones que relacionan las diversas variables termodinámicas en un punto del chorro (entalpía, temperatura, densidad, composición) es lo que se conoce en el estudio de la combustión por difusión como *relaciones de estado*⁶⁴. La hipótesis de equilibrio termodinámico que se ha exigido al principio del capítulo indica que estas relaciones serán únicas, y que las propiedades en cualquier punto del chorro se podrán obtener a partir de las mismas⁶⁵. Así pues, se podría representar en un único diagrama cualquier propiedad que describa el estado termodinámico del chorro (conservativa o no) en función de $Y_f(x, r)$.

La figura 4.16 muestra un ejemplo procedente de un chorro de hexadecano-aire. Se representa en el eje de abcisas la fracción másica de combustible, y en diversos ejes verticales la fracción másica de oxígeno, de nitrógeno, la temperatura y la densidad. En la gráfica se han omitido las dependencias espaciales

⁶⁴Siendo estrictos, la velocidad axial no entraría en la definición de relación de estado, pues dichas funciones se definen con propiedades termodinámicas. Sin embargo, en un chorro gaseoso existe también equilibrio dinámico, lo cual justifica la inclusión de la misma.

⁶⁵Constituyen, pues, las ecuaciones de estado de la mezcla formada entre la especie inyectada y la ambiente.

en función de (x, r) por razones de brevedad, si bien deberían acompañar a todas las variables, pues lo que representan son relaciones entre variables en cualquier punto del chorro. Para la resolución se han seguido los siguientes pasos:

1. Dada una fracción másica de combustible Y_f , se puede calcular la de aire Y_a sabiendo que $Y_f + Y_a = 1$. Con ello, y sabiendo la proporción másica de cada uno de los componentes en el aire, se puede hallar la fracción másica de cada uno de ellos (en este caso, oxígeno y nitrógeno).
2. La entalpía está relacionada con la fracción másica de combustible de forma lineal a partir de la ecuación 4.35, con lo que dado un valor de Y_f es inmediato conocer el valor de h .
3. Conocido el valor de entalpía, hay que calcular el valor de temperatura T . Para ello hay que acudir a un modelo de mezcla, que en el caso más sencillo va a ser una mezcla de gases ideales (y, por tanto, ideal), de manera que la entalpía de cada uno de los componentes es la misma que la de los mismos componentes puros en las condiciones de temperatura y presión correspondientes a la mezcla. Como, además, en un gas ideal la entalpía depende únicamente de la temperatura, se tiene que, en este caso, $h(T) = Y_f h_f(T) + Y_a h_a(T)$. Conocidos el valor de entalpía h y la evolución de la capacidad calorífica a presión constante de cada componente, se puede calcular el valor de la temperatura.
4. Para acabar de definir la mezcla queda por calcular la densidad de la misma, ρ . Para ello hay que aplicar una ecuación de estado de mezcla, que en el caso sencillo de mezcla de gases perfectos no es más que $\rho = \frac{P \cdot PM}{R \cdot T}$, donde PM es el peso molecular de la mezcla, conocido a partir de la composición (Y_f, Y_a) , R es la constante de gases perfectos y P, T son la presión y temperatura.

Se comprueba que estos resultados obtenidos con un cálculo independiente y los que resultan de cruzar las diversas variables obtenidas de las simulaciones CFD en diferentes ubicaciones son exactamente iguales. Ello indica que está justificado el cálculo desacoplado de las propiedades de la mezcla en el caso estacionario, puesto que éste converge a la solución de equilibrio termodinámico entre dos corrientes con diversos grados de mezcla.

La metodología aplicada al estudio de las propiedades de estado de mezcla de gases perfectos se podría generalizar empleando modelos de mezcla más complicados, con gases reales y/o mezclas no ideales, o incluso para el análisis

de chorros líquidos en condiciones de evaporación. Para ello únicamente habría que aplicar las relaciones de estado correspondientes a las mezclas entre dos corrientes con las propiedades deseadas. Este aspecto se aplicará al estudio de la evaporación del chorro Diesel en el apartado 6.2.

4.4.5 Englobamiento

El análisis del fenómeno del englobamiento también se puede abordar desde los dos puntos de vista propuestos en el caso isodenso. Debido al tratamiento hecho a lo largo de este apartado, cabe esperar que una redefinición de las funciones de englobamiento en términos del diámetro equivalente den resultados idénticos al del caso isodenso:

- Ricou y Spalding [20] y Han y Mungal [19], entre otros, han realizado trabajos experimentales de medidas de englobamiento en chorros no isodensos. Si se define la función de englobamiento, vista para el caso isodenso, empleando el diámetro equivalente:

$$k_{eng}(x) = \frac{d_{eq}}{\dot{m}_f} \frac{d\dot{m}(x)}{dx} \quad (4.42)$$

las medidas de ambos trabajos indican que para la zona de flujo desarrollado esta función toma un valor constante, que en ambos casos es igual a 0.32. Coincide, por tanto, con el valor del caso isodenso.

- López [6] estudia el englobamiento a partir de la evolución de la fracción másica *en el eje* del chorro, definiendo la llamada tasa de mezcla como:

$$TM(x) = d_{eq} \frac{d(1/Y_{f,cl}(x))}{dx} = d_{eq} \frac{d \left[\frac{m_f + m_a}{m_f} \right]_{cl}(x)}{dx} \quad (4.43)$$

El autor indica que esta definición incluye casos isodensos y no isodensos, y a partir de simulaciones numéricas con chorros no isodensos isoterms deduce una evolución universal de esta expresión (esto es, independiente de las condiciones de densidad, velocidad de salida y diámetro de orificio) en función de x/d_{eq} , que tiende a un valor constante de 0.2045. Hill y Ouelette [23] han realizado recientemente una revisión de trabajos experimentales en los cuales se comprueba que el valor final de esta función oscila, según diversos autores, entre 0.194 y 0.230. Aplicando esta definición en las simulaciones empleadas a lo largo del presente apartado se obtiene la figura 4.17, en la que se observa la normalización

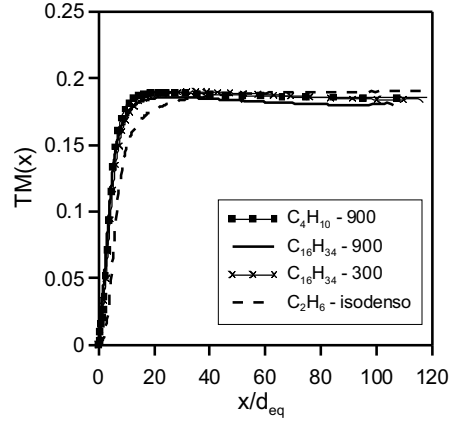


Figura 4.17: Evolución de la tasa de mezcla en el eje según la definición de López [6]. Chorro no isodenso.

entre los diversos casos no isodensos, hecho que valida una vez más las leyes de escalado teóricas obtenidas. El valor en la zona estabilizada está en este caso entre 0.18 – 0.19, de igual forma que ocurría en la evolución de la $TTCDM(x)$. Se ha incluido también la tasa de mezcla en el eje para el caso isodenso, observándose sin embargo una evolución bastante diferente en la primera parte de la curva, aspecto que se tratará en el próximo apartado.

Llegamos, pues, a que el englobamiento de aire en el seno de chorros no isodensos se puede tratar de igual forma que en el caso de los chorros isodensos sin más que sustituir el diámetro geométrico por el equivalente, de acuerdo a las condiciones del problema.

4.4.6 Escalado en la zona inicial del chorro

Si bien es cierto que el diámetro equivalente sirve de factor de escalado universal en cuanto a chorros no isodensos se refiere, en las simulaciones numéricas realizadas se ha observado que la normalización de las curvas de concentración en el eje no se realiza totalmente para los diversos saltos de densidad entre el combustible y el aire. Para analizar las diferencias entre los diversos casos se hará uso de la tasa de mezcla normalizada en el eje definida en el apartado anterior. Al tratarse de la derivada de una función de la fracción másica de combustible, se pueden apreciar mejor pequeñas variaciones entre casos. De acuerdo a lo dicho acerca de las relaciones de estado, el análisis que aquí se

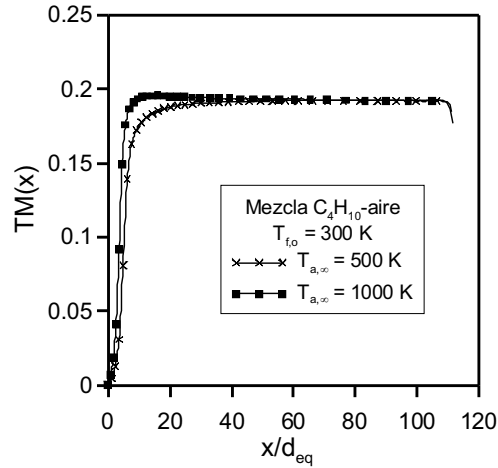


Figura 4.18: Efecto de la temperatura en casos de poca diferencia de pesos moleculares combustible-aire.

hace para la fracción másica de combustible se podría aplicar también a la velocidad axial o a la entalpía.

La figura 4.17 ya había mostrado una clara divergencia en la evolución de la tasa de mezcla en el eje entre el chorro isodenso y los diversos casos empleados aquí para estudiar el chorro no isodenso. La diferencia era notable en la zona inicial del chorro, aunque los valores asintóticos (el valor de $1/k_1$) apenas diferían. Otra prueba de divergencias en la zona inicial se ha observado al analizar la evolución de la constante k_2 de los perfiles normalizados en la figura 4.13.

Por otra parte, la figura 4.18 muestra resultados de cálculos CFD adicionales a los que se han venido empleando a lo largo del presente capítulo correspondientes a un chorro de butano inyectado en aire a temperatura de 500 y 1000 K, con lo que se tiene un salto de densidades $\rho_{f,o}/\rho_{a,\infty}$ de 2 y 4, respectivamente, bastante inferior a los usados a lo largo de este apartado (véase la tabla 4.3). La gráfica muestra la evolución de la tasa de mezcla en el eje para ambos casos. Se observa que la superposición existente en el caso de la figura 4.12 para combustibles con un peso molecular mucho mayor que el ambiente no se reproduce en este caso hasta una distancia del orden de $20 d_{eq}$. En el caso con mayor temperatura (y por tanto, mayor salto de densidades combustible-aire) la tasa de mezcla tiene una mayor pendiente inicial, llegando antes a la zona estabilizada. Además, en ambos casos la pendiente inicial de la curva de tasa de mezcla es menor que en los de la figura 4.17. Así pues, en la zona inicial del chorro parece que esta mezcla butano-aire no tiene una

evolución universal.

Se han realizado cálculos de chorro no isodenso con otras especies combustible-aire y temperaturas del ambiente desde 300 a 1000 K para una temperatura de combustible constante de 300 K , de los que se puede concluir que sí que hay una cierta influencia del salto de densidades en la evolución de las variables en la zona inicial del chorro (en este caso, la tasa de mezcla). La extensión de la zona inicial de divergencia es de un orden de 20 d_{eq} . Sin embargo, en los casos de mezclas combustible-aire con gran diferencia de pesos moleculares se aprecia una mayor tendencia a solaparse las evoluciones con diferentes temperaturas del aire. Evidentemente, al aumentar el peso molecular pierde peso la influencia que el cambio de temperatura puede tener sobre la densidad del ambiente. Este hecho concuerda con lo observado por Correas [7], que en una serie de simulaciones con una metodología análoga a la aquí seguida obtiene que la longitud de la zona inicial aumenta en un 40% al cambiar de una relación de densidades de 1.1 a 72.5, si bien el autor consideraba chorro gaseoso isoterma, en el que la diferencia de densidades era únicamente inducida por diferencias de peso molecular

Por otra parte, en la zona de turbulencia desarrollada del chorro, y a pesar de las diferencias en la evolución inicial, el valor de la tasa de mezcla sigue siendo el mismo independientemente de diferencias de peso molecular o de temperatura, con variaciones máximas del valor de $1/k_1$ entre los diversos casos menores del 5%. Ello confirma la validez del diámetro equivalente como factor de normalización del chorro. Como indican Hill y Ouellette [23] el chorro ‘pierde la memoria’ a partir de una cierta distancia al origen.

Pensando en el chorro Diesel real en condiciones de motor, aparecen diferencias de temperatura entre el combustible puro y el aire ambiente que podemos estimar en 380 y 900 K respectivamente, y diferencias de densidad combustible-aire también elevadas ($830 - 30 \text{ kg/m}^3$, respectivamente). La trasposición al caso de chorro gaseoso implica trabajar con combustibles con diferencias de peso molecular elevadas respecto al aire⁶⁶, con lo cual según los resultados anteriores el efecto de la temperatura es reducido, y la evolución de las propiedades del chorro en la zona inicial será prácticamente independiente de la temperatura, tal como se muestra en la figura 4.17 para los casos de chorro no isodenso.

En definitiva, en el caso de chorros gaseosos con elevada diferencia de pe-

⁶⁶Si el aire de referencia empleado en las simulaciones tiene un peso molecular de 28.8 g/mol , el combustible ha de tener un peso molecular del orden de 265 g/mol para obtener esta diferencia de densidades entre el combustible líquido y el aire, un 17% más alto que el hexadecano, que tiene 226 g/mol .

so molecular, la entalpía, y en consecuencia la temperatura, prácticamente no tienen influencia sobre la distribución espacial de las propiedades del chorro. El factor controlante de esta distribución es el salto de densidades total originado por diferencia de pesos moleculares o de temperaturas entre combustible y aire, a través del diámetro equivalente.

4.4.7 Conclusiones

El análisis del chorro no isodenso permite ver que, bajo la hipótesis de viscosidad en el chorro constante, la solución resulta ser análoga a la del caso isodenso sin más que hacer uso del diámetro equivalente. Este concepto permite resolver uno de los dos aspectos que cambian frente al isodenso, el de la *distribución espacial de las propiedades del chorro*. Las expresiones para la distribución espacial de cualquiera de las tres propiedades básicas conservativas (cantidad de movimiento axial, entalpía y especie combustible) son iguales a las del caso isodenso, salvo por el uso del diámetro equivalente. Hay que señalar también que *las constantes que definen estas expresiones, k_1 , k_2 y k_3 , toman el mismo valor que en el caso isodenso*, y de nuevo se pueden afirmar que solamente una de ellas es independiente. Únicamente en el caso de diferencias de peso molecular reducidas se observa que la evolución del chorro en la zona cercana no se normaliza totalmente.

El otro aspecto importante en este problema, *el cálculo de propiedades locales del chorro* ha quedado incluido dentro de lo que se ha llamado *relaciones de estado*, que sirven de ecuación de estado de la mezcla formada entre la especie combustible y aire. Estas funciones permiten expresar todas las propiedades termodinámicas en función de la fracción másica de combustible. De esta manera se desacopla el cálculo de estas propiedades locales de su distribución espacial.

En definitiva, *el estudio del chorro no isodenso se puede hacer teniendo en cuenta la distribución espacial normalizada de fracción másica de combustible y a partir de ella, y con las relaciones de estado correspondientes, reconstruir el resto de propiedades termodinámicas.*

4.A Apéndice: Particularización de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento al eje del chorro

El estudio teórico del chorro gaseoso siempre se realiza bajo la hipótesis de similaridad de los perfiles radiales. De esta forma, lo importante es la descripción de las propiedades en el eje del chorro, pues esta hipótesis nos permite relacionar las propiedades en el eje del chorro con las correspondientes a cualquier otra distancia radial. Queda justificado, por tanto, el estudio de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en el eje del chorro, esto es, en el límite cuando $r \rightarrow 0$. Se parte para ello de las ecuaciones diferenciales simplificadas para el chorro gaseoso estacionario planteadas en el apartado 4.3 (ecuaciones 4.2), en concreto de la de conservación de la cantidad de movimiento en la dirección axial:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r u)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial r}) \\ \frac{\partial(\rho r u^2)}{\partial x} + (\rho v r) \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial r}) \\ \frac{\partial(\rho r u^2)}{\partial x} + (\rho v r) \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial(\rho r)}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial r}) \end{aligned}$$

donde de la primera expresión a la segunda simplemente se han reorganizado los términos, y de la segunda a la tercera se ha empleado la ecuación de continuidad (la primera de las ecuaciones 4.2). Operando un poco más, se llega a la expresión:

$$\left[\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} \right] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial r}) \quad (4.45)$$

Esta ecuación es válida para todo el chorro, puesto que hasta aquí nos hemos limitado a reescribir y combinar ecuaciones. Sigue conservando el significado físico de que en este problema los fenómenos controlantes del intercambio de cantidad de movimiento son la convección axial y radial (términos de la izquierda) y la difusión radial. Si se toma ahora el límite cuando $r \rightarrow 0$ ($v, \frac{\partial u}{\partial r} \rightarrow 0$) y usando la regla de L'Hopital se llega a:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = 2 \nu_t \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.46)$$

que expresa de manera muy sencilla que *sobre el eje, la difusión radial de cantidad de movimiento es el mecanismo por el cual el chorro se va frenando,*

debido a la ausencia de convección radial por simetría del problema. Otro aspecto reseñable de esta ecuación es que sirve para chorros gaseosos estacionarios, tanto isodensos como no isodensos, en ambiente inerte o reactivo, pues en la deducción no se han empleado hipótesis que limiten su validez. Las ecuaciones de partida (continuidad y conservación de la cantidad de movimiento) también son válidas para todos estos casos. En consecuencia, la evolución de la componente axial de la velocidad sobre el eje del chorro depende fundamentalmente de la viscosidad turbulenta.

Si además se emplea la hipótesis de semejanza de perfiles radiales, que equivale a suponer que estamos en zonas alejadas del origen del chorro:

$$u(x, r) = u_{cl}(x)PN((r/x)^2) \quad (4.47)$$

y sustituyendo en la ecuación 4.46 se llega a:

$$\frac{\partial u_{cl}}{\partial x} PN((r/x)^2) = 2\nu_t \frac{\partial^2 PN((r/x)^2)}{\partial r^2} \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.48)$$

Se puede suponer que la evolución de la velocidad axial en el eje tiene la forma

$$u_{cl}(x) = k_1^*/x \quad (4.49)$$

donde k_1^* es una constante, y que ν_t también es constante (véase la sección 4.3). Sustituyendo en la ecuación diferencial anterior, queda una ecuación diferencial ordinaria en función de la variable $(r/x)^2$, cuya solución es:

$$PN((r/x)^2) = \exp(-k_2(r/x)^2) \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.50)$$

cumpléndose además:

$$k_2 = \frac{k_1^*}{4\nu_t} \quad (4.51)$$

Es ahora cuando se va a particularizar al tipo de chorro concreto. Para el *chorro isodenso no reactivo*, se sabe [12] que:

$$\begin{aligned} k_1^* &= k_1 u_o d_o \\ \nu_t &= k_3 u_o d_o \end{aligned} \quad (4.52)$$

quedando la siguiente relación de dependencia entre las tres constantes k_1 , k_2 y k_3 :

$$k_2 = \frac{k_1}{4k_3} \quad (4.53)$$

Para el *chorro no isodenso no reactivo*, por otra parte, no hay más que hacer uso del diámetro equivalente en lugar del diámetro geométrico:

$$\begin{aligned} k_1^* &= k_1 u_o d_{eq} \\ \nu_t &= k_3 u_o d_{eq} \end{aligned} \quad (4.54)$$

obteniéndose la misma relación entre k_1 , k_2 y k_3 que en el caso isodenso.

El análisis anterior ha permitido obtener el perfil exponencial de manera analítica como solución de la ecuación de cantidad de movimiento cerca del eje del chorro. Además, permite ver la interrelación existente entre tres aspectos que suelen ser exigidos a la hora de describir las soluciones sencillas en los problemas de chorros:

- Viscosidad turbulenta constante.
- Caída hiperbólica ($1/x$) de la componente axial de la velocidad en el eje.
- Similaridad de los perfiles radiales.

4.B Apéndice: Particularización de la ecuación de conservación de la especie combustible al eje del chorro

Siguiendo con el análisis expuesto en el apéndice anterior, se plantea aquí la particularización de la ecuación de conservación de la especie combustible al eje del chorro. Se parte para ello de la tercera de las ecuaciones 4.2, procediendo de la misma forma que en el caso de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento axial:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u r Y_f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r Y_f)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) \\ \frac{\partial(\rho u Y_f)}{\partial x} + (\rho v r) \frac{\partial Y_f}{\partial r} + Y_f \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) \\ \frac{\partial(\rho u Y_f)}{\partial x} + (\rho v r) \frac{\partial Y_f}{\partial r} - Y_f \frac{\partial(\rho u r)}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) \end{aligned}$$

donde de la primera expresión a la segunda simplemente se han reorganizado los términos, y de la segunda a la tercera se ha empleado la ecuación de continuidad (la primera de las ecuaciones 4.2). Operando se llega a la expresión:

$$\left[\rho u \frac{\partial Y_f}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) \quad (4.56)$$

Esta ecuación es válida para todo el chorro, puesto que hasta aquí nos hemos limitado a reescribir y combinar ecuaciones. Si se toma ahora el límite cuando $r \rightarrow 0$ ($v \rightarrow 0$) y usando la regla de L'Hopital se llega a:

$$u \frac{\partial Y_f}{\partial x} = 2D_t \frac{\partial^2 Y_f}{\partial r^2} \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.57)$$

que tiene una estructura muy similar a la ecuación 4.46, siendo su significado también análogo: el combustible aportado por convección en el eje se va difundiendo radialmente. Tampoco hay papel aquí para la convección radial. La validez de esta ecuación no está restringida en ninguno de los casos de mezcla, pero no se puede emplear en el caso de que haya una reacción de combustión, que añadiría un término sumidero de combustible en el eje que aquí no se ha considerado.

Si también en el caso del combustible se emplea la hipótesis de semejanza de perfiles radiales, lo cual equivale a suponer que estamos en zonas alejadas del origen del chorro:

$$Y_f(x, r) = Y_{f,cl}(x) PN_f((r/x)^2) \quad (4.58)$$

y sustituyendo en la ecuación 4.57 se llega a:

$$\frac{\partial Y_{f,cl}}{\partial x} PN_f((r/x)^2) u_{cl} = 2D_t \frac{\partial^2 PN_f((r/x)^2)}{\partial r^2} Y_{f,cl} \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.59)$$

Se puede suponer que la evolución de la velocidad axial y la fracción másica de combustible en el eje tienen la forma

$$\begin{aligned} u_{cl}(x) &= k_1^*/x \\ Y_{f,cl}(x) &= k_{1,f}^*/x \end{aligned}$$

donde la primera expresión ya ha sido empleada en el anexo anterior y $k_{1,f}^*$ es una constante que va a definir la evolución de la fracción másica de combustible. Si D_t también es constante, sustituyendo en la ecuación diferencial anterior queda una ecuación diferencial ordinaria en función de la variable $(r/x)^2$, cuya solución es:

$$PN_f((r/x)^2) = \exp(-k_2(r/x)^2)^{Sc} \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.61)$$

donde $Sc = \nu_t/D_t$ representa el número de Schmidt efectivo. Se ha deducido, por tanto, la relación entre perfiles radiales de velocidad axial y de fracción másica de combustible cuando el número de Schmidt no vale la unidad:

$$Y_f/Y_{f,cl} = PN_f((r/x)^2) = PN((r/x)^2)^{Sc} = (u/u_{cl})^{Sc} \quad , \quad r \rightarrow 0 \quad (4.62)$$

Téngase en cuenta que en este caso no se ha asumido ninguna hipótesis referidas al carácter isodenso o no isodenso del problema, con lo que esta última expresión es válida en ambos casos.

4.C Apéndice: Cálculo de los tiempos característicos de mezcla

Se quiere obtener en este apéndice el tiempo que tardaría una partícula que sale del origen del chorro en llegar a una isosuperficie de fracción másica de combustible Y_f definida según la ecuación:

$$\left[\frac{r}{x}\right]^2 = \frac{1}{k_2} \log \left[\frac{k_1 \cdot d_o}{Y_f \cdot x} \right]$$

Para ello hay que resolver la integral definida en la ecuación 4.24:

$$\tau_f = \left[\int_{x=0}^x \frac{dx}{u(x, r)} \right]_{r/x=const} \quad (4.63)$$

que representa el tiempo que tardaría una partícula que sale por el orificio en llegar a una distancia x en la cual la fracción másica de combustible es precisamente Y_f . Dicha distancia es recorrida siguiendo una ‘pseudo-trayectoria’ que, como se ha visto a lo largo del capítulo, es prácticamente una línea recta, cumpliendo que r/x es un valor constante. En el caso de mezcla isodensa, hacemos uso de la solución para el campo de velocidad axial:

$$u(x, r) = \frac{k_1 \cdot u_o \cdot d_o}{x} \exp\left(-k_2 (r/x)^2\right)$$

de manera que introduciéndolo en la integral se obtiene⁶⁷:

$$\tau_f = \frac{\int_{x=0}^{x=x} x \, dx}{k_1 \cdot u_o \cdot d_o \cdot \exp\left(-k_2 (r/x)^2\right)} = \frac{x^2/2}{k_1 \cdot u_o \cdot d_o \cdot \exp\left(-k_2 (r/x)^2\right)} \quad (4.64)$$

Por otra parte, sabemos que en virtud de la similaridad entre los perfiles de velocidad axial y fracción de mezcla (ecuación 4.35), la fracción másica de combustible se distribuye según la relación:

⁶⁷Suponemos que la aportación a la integral de la zona inicial en que la velocidad permanece constante es despreciable frente al resto, de manera que podemos integrar desde $x = 0$.

$$Y_f = \frac{k_1 \cdot d_o}{x} \exp\left(-k_2 (r/x)^2\right)$$

de manera que despejando $x/\exp\left(-k_2 (r/x)^2\right)$ de esta última ecuación y sustituyéndola en la anterior se llega a:

$$\tau_f = \frac{k_1 \cdot d_o \cdot \exp\left(-k_2 (r/x)^2\right)}{2 \cdot u_o \cdot Y_f^2} = \frac{x}{2 \cdot u_o \cdot Y_f} \quad (4.65)$$

con lo que se deduce que el tiempo de paso de una partícula que sale por el orificio hasta una cierta isosuperficie de dosado o fracción másica de combustible constante es lineal con la distancia axial del punto de intersección entre la pseudo-trayectoria y la isosuperficie. Particularizando para el eje, donde la coordenada axial de este punto es $x = k_1 \cdot d_o/Y_f$:

$$\tau_{mix,f} = \frac{k_1 \cdot d_o}{2 \cdot u_o \cdot Y_f^2} \quad (4.66)$$

es decir, el tiempo característico de mezcla sobre el eje hasta una cierta fracción de mezcla es directamente proporcional a la escala espacial del chorro (el diámetro geométrico) e inversamente proporcional a la velocidad de salida y al cuadrado de la fracción másica de combustible característica.

Si el chorro no es isodenso, la expresión 4.65 no se modifica, pero para el tiempo de mezcla sobre el eje hay que sustituir d_o por d_{eq} :

$$\tau_{mix,f} = \frac{k_1 \cdot d_{eq}}{2 \cdot u_o \cdot Y_f^2} \quad (4.67)$$

En el caso de chorro en combustión, y según los razonamientos que se verán en el apartado 5.3 del capítulo 5, se podría definir un tiempo característico simplemente cambiando la fracción másica de combustible Y_f por la fracción de mezcla f y sustituyendo el diámetro equivalente de mezcla por el de reacción, con lo que quedaría una expresión de la forma:

$$\tau_{comb,f} = \frac{k_1 \cdot d_{eq}}{2 \cdot u_o \cdot f^2} \sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} \quad (4.68)$$

4.D Apéndice: Cálculo de la función de englobamiento del chorro isodenso

Hay que resolver para el caso de densidad constante la ecuación 4.26:

$$k_{eng}(x) = \frac{d_o}{\dot{m}_f} \frac{d\dot{m}(x)}{dx}$$

Para ello, se va a emplear la solución para la velocidad axial dada en la ecuación 4.7:

$$\dot{m}(x) = \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} \rho u 2\pi r dr = 2\pi\rho \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} u r dr = 2\pi\rho \int_{r=0}^{r \rightarrow \infty} \frac{k_1 u_o d_o}{x} PN(r/x)^2 r dr$$

Empleando el perfil gaussiano

$$\dot{m}(x) = -\frac{2\pi\rho k_1 u_o d_o}{x} \frac{x^2}{2k_2} \int_{\zeta=0}^{\zeta \rightarrow \infty} \exp(\zeta) d\zeta = \frac{\pi\rho u_o d_o k_1 x}{k_2}$$

Por otra parte, el flujo másico de combustible es constante en todas las secciones perpendiculares al eje del chorro e igual al flujo másico de combustible a la salida del orificio, de donde:

$$\dot{m}_o = \rho u_o \frac{\pi d_o^2}{4}$$

de donde, aplicando la definición de la función de englobamiento, se obtiene:

$$k_{eng}(x) = \frac{4k_1}{k_2}$$

Por último, de la ecuación 4.13, $k_2 = 2k_1^2$, de donde:

$$k_{eng}(x) = \frac{2}{k_1}$$

Bibliografía

- [1] Adler D. y Lyn W.T. "The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl". *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 184, pp. 171–180, 1969.

-
- [2] Adler D. y Lyn W.T. “The steady evaporation and mixing of a spray in a gaseous swirl”. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, pp. 793–812, 1971.
- [3] Rife J. y Heywood J.B. “Photographic and performance studies of Diesel combustion with a rapid compression machine”. *SAE Paper 740948*, 1974.
- [4] Arcoumanis C., Whitelaw J.H. y Wong K.Y. “Gaseous simulation of Diesel-type sprays in a motored engine”. *SAE Paper 890793*, 1989.
- [5] Petersen U. y MacGregor S.A. “Jet mixing in a model direct injection Diesel engine with swirl”. *Journal of Mechanical Engineering Science, IME C07394*, Vol. 210, pp. 69–78, 1996.
- [6] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [7] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [8] Schlichting H. *Teoría de la Capa Límite*. Ediciones URMO, 1972.
- [9] Hinze J. O. *Turbulence*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1975.
- [10] Tennekes H. y Lumley J. L. *A first course in turbulence*. The MIT Press, 1983.
- [11] Spalding D. B. *Combustion and Mass Transfer*. Pergamon Press, 1979.
- [12] Rajaratnam N. *Turbulent Jets*. Developments in water science. Elsevier, 1976.
- [13] Forstall W. J. y Shapiro A. H. “Momentum and mass transfer in coaxial gas jets”. *J. Appl. Mechanics*, Vol. 17, pp. 399–407, 1950.
- [14] Malmström T. G., Kirkpatrick A. T., Christensen B. y Knappmiller K. D. “Centreline velocity decay measurements in low-velocity axisymmetric jets”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 246, pp. 363–377, 1997.
- [15] Tomita E., Hamamoto Y., Yoshiyama S., Tsutsumi H. y Watanabe T. “Ambient air entrainment into transient hydrogen jet and its flame jet”. *SAE Paper 970894*, 1997.

-
- [16] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1301–1317, 2003.
- [17] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 2: Analysis of the transient initial and final diffusion combustion phases”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1319–1331, 2003.
- [18] Hill B. J. “Measurement of local entrainment rate in initial region of axisymmetric turbulent air jets”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 773–779, 1972.
- [19] Han D. y Mungal M. G. “Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets”. *Combust. Flame*, Vol. 124, pp. 370–386, 2001.
- [20] Ricou F.P. y Spalding D.B. “Measurements of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets”. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 11, pp. 21–32, 1961.
- [21] Turns S. R. *An Introduction to Combustion*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1996.
- [22] Thring M.W. y Newby M.P. “Combustion length of enclosed turbulent jet flames”. *4th Symposium International on Combustion*, pp. 789–796, 1952.
- [23] Hill Ph. G. y Ouellette P. “Transient turbulent gaseous fuel jets for Diesel engines”. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 121, pp. 93–101, 1999.

Capítulo 5

Análisis del chorro gaseoso turbulento en ambiente reactivo

Contenido

5.1	Introducción	175
5.2	Reacción atérmica	177
5.2.1	Planteamiento	177
5.2.2	El concepto de fracción de mezcla	179
5.2.3	Solución para la velocidad y las especies	183
5.2.4	Conclusiones	186
5.3	Reacción exotérmica	186
5.3.1	Planteamiento	186
5.3.2	La fracción de mezcla y las relaciones de estado	192
5.3.3	Distribución axial de propiedades	194
5.3.4	Distribución radial	211
5.3.5	Levantamiento de llama	214
5.3.6	Conclusiones	216
	Bibliografía	217

5.1 Introducción

El primer objetivo planteado para el presente trabajo consiste en la descripción detallada del chorro gaseoso turbulento estacionario en combustión,

como caso más sencillo para poder analizar posteriormente el chorro Diesel. En este capítulo se completa dicha descripción introduciendo el fenómeno de la reacción química entre el combustible inyectado y el aire ambiente. Se sigue por tanto manejando el caso más simple del chorro gaseoso, que puede ser estudiado mediante la combinación de razonamientos teóricos y de cálculos CFD de manera que se deduzcan leyes de escalado aplicables al caso del chorro Diesel. La reacción de combustión va a dar origen a dos cambios sustanciales respecto al chorro inerte, analizado en el capítulo anterior:

- En primer lugar, se produce la *desaparición de unas especies y formación de otras* como consecuencia de la reacción química.
- En segundo lugar, en el proceso anterior se origina una *liberación de calor* que modifica de forma importante las temperaturas del chorro, induciendo una expansión del mismo y como consecuencia de ello un *cambio de su tamaño*.

El chorro reactivo va a ser analizado en el presente apartado distinguiendo precisamente estos dos fenómenos. Para ello se estudia en un primer apartado el caso hipotético de *una reacción en la que no hay liberación de energía calorífica en un medio a temperatura constante*, únicamente hay una modificación de la composición debido al intercambio químico. Hablaremos en este caso de reacciones *atérmicas*, como contraposición a las reacciones exotérmicas (con liberación de calor) y endotérmicas (con absorción de calor). Se trata de un supuesto teórico que nos va a permitir analizar cómo se pueden cuantificar estos cambios de composición de forma sencilla introduciendo el concepto de la fracción de mezcla, que es un invariante empleado con gran frecuencia en el estudio de la combustión por difusión y que permite cuantificar el cambio de composición debido a la reacción.

En el segundo apartado, y una vez analizados los cambios de composición, se estudiará el caso final de la reacción con liberación de calor, que constituye la visión más completa del problema de la combustión de chorros gaseosos al considerar los cambios tanto en composición como la liberación de calor debidos a la reacción química. Este análisis permite encontrar una ley de equivalencia o escalado entre el chorro en ambiente inerte y reactivo que cuantifica el efecto que la liberación de energía tiene sobre el comportamiento del chorro gaseoso.

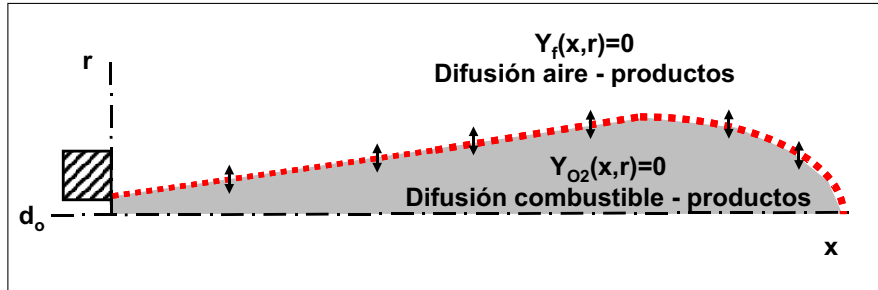


Figura 5.1: Planteamiento del chorro con reacción atérmica.

5.2 Reacción atérmica

5.2.1 Planteamiento

En este apartado se analiza el caso de un chorro de combustible introducido en un ambiente de aire a la misma temperatura. Supondremos de nuevo el caso isodenso estacionario por simplificación, aunque las diferencias de densidades pueden ser manejadas con ayuda del concepto de diámetro equivalente, introducido en el capítulo 4. La diferencia frente al capítulo 4 se da en la existencia de una reacción química de oxidación entre las especies combustible y aire como consecuencia de la cual aparecen productos de la reacción. Dicha reacción la supondremos, por sencillez, irreversible y de un solo paso, siguiendo la estequiometría:



donde $(A/F)_{st}$ es la relación estequiométrica entre masas de combustible y de aire, esto es, la inversa del dosado estequiométrico. Así, ahora ya no hay únicamente especie combustible y especie aire, sino que debemos considerar combustible, aire (compuesto principalmente por una especie oxidante, oxígeno, y otra diluyente, nitrógeno) y productos de la reacción (dióxido de carbono y agua). Debido al efecto de la reacción química, se establecerá un frente de reacción en una posición de forma que en la zona del chorro encerrada por ese frente únicamente habrá combustible, productos de reacción y diluyentes, y en el exterior de la misma habrá productos de la combustión, oxígeno y diluyentes (figura 5.1). Se supondrá una reacción con velocidad infinita, de modo que este frente de reacción tendrá un espesor medio infinitesimal, y únicamente se dará transformación química en el mismo, de manera que el oxígeno será aportado por su parte externa y el combustible por la parte

	$C_2H_6 - T$
Combustible	C_2H_6
Aire	N_2, O_2
$Y_{O_2, \infty}$	0.23
$P(MPa)$	1.01 MPa
$T_{f,o} = T_{a,\infty}(K)$	300 K
$\rho_{f,o}/\rho_{a,\infty}$	1.04
u_o	200 m/s
d_o	630 μm

Tabla 5.1: Datos de la simulación numérica del chorro isoterma en reacción atérmica.

interna⁶⁸.

La característica especial de esta reacción, que convierte el estudio en un caso totalmente teórico, es que no hay liberación de calor inducida por la reorganización química. Se trata de una reacción *atérmica*, en la que tanto reactivos como productos están a la misma temperatura. El resultado neto de la misma es simplemente la transformación de las sustancias existentes. Ello elimina el efecto térmico producido por la reacción y nos permite centrar el análisis en los cambios en las especies.

Puesto que se trata de un supuesto teórico, y ante la falta de referencias en la literatura, apoyaremos nuestros razonamientos sobre simulaciones numéricas. Estas han empleado la metodología descrita en el apartado 3.2. Como modelo de combustión se ha tomado el *Eddy Dissipation*, pero se han realizado los cálculos desactivando la ecuación de la energía, con lo que se impide la aparición de efectos térmicos. El proceso de combustión consiste simplemente en la transformación de unas especies reactivas en otras productos. La tabla 5.1 muestra los datos de contorno de estas simulaciones. Nótese que a pesar de que estas simulaciones están realizadas a presión atmosférica, cuando se trabaja con mezclas de gases ideales, y tal como indica López [2], el resultado es el mismo que para la misma mezcla a presiones elevadas.

⁶⁸Téngase en cuenta que en los flujos turbulentos con reacción, no existe estrictamente un frente de reacción estacionario, sino que este es fluctuante. Como indica Spalding [1], hay un solape entre la zona media de combustible y la de oxidante, precisamente debida a esa oscilación del frente de llama. En este análisis simplificado nos fijamos siempre en valores medios y supondremos un espesor infinitesimal de frente de llama.

5.2.2 El concepto de fracción de mezcla

Las hipótesis que se manejan en este apartado para el análisis teórico son *todas* (1 a 9) las que se plantearon al principio de la sección 4.2 dedicada al chorro inerte (página 125 y siguientes). De acuerdo con ellas, las ecuaciones gobernantes del proceso van a ser las de continuidad, cantidad de movimiento axial y especies de combustible y oxidante:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) &= 0 \\
 \frac{\partial(\rho uru)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vru)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_t \frac{\partial u}{\partial r}) \\
 \frac{\partial(\rho urY_f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrY_f)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) + \dot{\omega}_f \\
 \frac{\partial(\rho urY_a)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrY_a)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho D_t \frac{\partial Y_a}{\partial r}) + \dot{\omega}_{ox}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Las dos primeras ecuaciones son idénticas a las anteriormente usadas (4.2, 4.28). Los cambios se han introducido en las ecuaciones de especies. Se han planteado dos de ellas, pues vamos a considerar en el caso general únicamente tres especies (combustible, oxidante y productos), y el valor de la tercera fracción másica se obtiene sin más que aplicar que $Y_f + Y_a + Y_{pr} = 1$. Además, existen unos términos fuentes que cuantifican la desaparición o formación de las especies en el frente de llama debido a la reacción, cumpliéndose la proporción

$$\dot{\omega}_f = (F/A)_{st} \dot{\omega}_{ox} \tag{5.2}$$

Estos términos son nulos en todo el chorro y en el exterior, tomando valores distintos de cero en la superficie de reacción. Precisamente debido a ellos, las fracciones másicas de las especies no constituyen variables conservativas como en el chorro inerte. Sin embargo, la relación anterior entre los términos fuente nos da la pista para superar esta dificultad. En efecto, se puede definir una nueva variable:

$$\zeta = Y_f - (F/A)_{st} Y_a \tag{5.3}$$

de forma que las dos ecuaciones de especies planteadas en 5.1 se pueden combinar para dar una ecuación sin términos fuente:

$$\frac{\partial(\rho\zeta)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vr\zeta)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r}(-r\rho D_t \frac{\partial \zeta}{\partial r}) \tag{5.4}$$

Los límites de esta nueva variable están entre $\zeta = 1$ (salida del orificio, combustible puro) y $\zeta = -(F/A)_{st}$ (lejos de la tobera, aire puro). Si la redefinimos para que sus valores límite estén entre 1 y 0:

$$\begin{aligned}
f &= \frac{\zeta - \zeta_\infty}{\zeta_0 - \zeta_\infty} = \frac{Y_f - (F/A)_{st} Y_a + (F/A)_{st}}{1 + (F/A)_{st}} \\
&= \frac{Y_f - (F/O)_{st} Y_{o_2} + (F/O)_{st} Y_{o_2, \infty}}{1 + (F/O)_{st} Y_{o_2, \infty}}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

se obtiene una nueva variable para la que es válida una ecuación diferencial sin término fuente idéntica a la que rige ζ . Con ello, las ecuaciones gobernantes del proceso se reducen a las mismas que aparecían en el caso del chorro inerte (ecuaciones 4.2 y 4.28) y, debido a la hipótesis de evolución isoterma, podemos suponer que las soluciones van a ser idénticas a las del chorro isodenso, sin más que reemplazar la fracción másica de combustible por la nueva variable, a la que denominaremos *fracción de mezcla*. En la última igualdad se ha reescrito la definición de fracción de mezcla con el fin de emplear las fracciones másicas del oxígeno en lugar de las del aire y poder tener en cuenta efectos de cambio de concentración de esta especie en el aire ambiente. En ese caso, $(F/O)_{st}$ es la proporción másica estequiométrica combustible-oxígeno.

Como se ha visto, la fracción de mezcla toma por definición un valor acotado entre 0 (lejos de la tobera, aire puro) y 1 (salida del orificio, combustible puro). Otro valor característico es el que tomará en el frente de llama, que denominaremos *fracción de mezcla estequiométrica*. Puesto que trabajamos con aproximaciones que suponen un frente de llama de espesor infinitesimal, en esta ubicación no habrá ni combustible ni oxígeno ($\zeta = Y_f = Y_{o_2} = 0$), quedando el valor de la fracción de mezcla estequiométrica f_{st} como:

$$f_{st} = \frac{(F/O)_{st} Y_{o_2, \infty}}{1 + (F/O)_{st} Y_{o_2, \infty}} \tag{5.6}$$

Se puede demostrar que la expresión obtenida para esta fracción de mezcla estequiométrica es idéntica a la que se obtendría en el caso inerte para la fracción másica de combustible en proporciones estequiométricas con el aire. La iso-superficie de fracción másica estequiométrica marcará el límite de la zona interna del chorro, donde tendremos combustible, inertes y productos de la combustión, frente a la zona externa, donde habrá oxígeno, inertes y productos de la combustión, pero no aparecerá el combustible. Teniendo esto en cuenta, y a partir de la expresión deducida para la fracción de mezcla estequiométrica, se puede obtener la fracción másica de las especies de interés

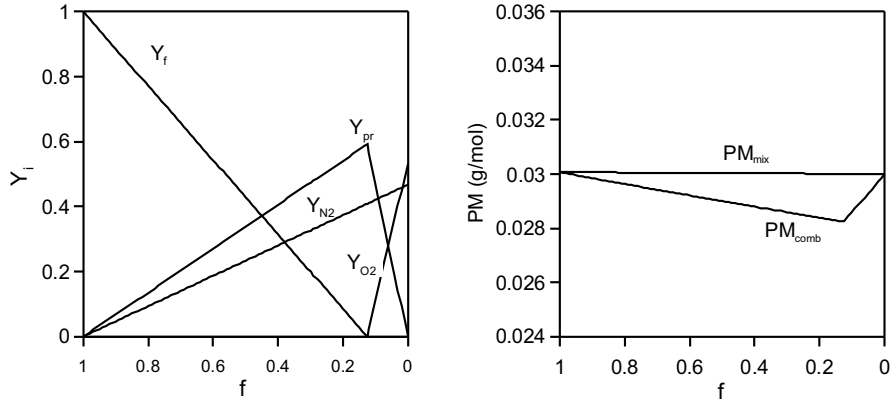


Figura 5.2: *Izquierda:* Composición de la mezcla reactiva en función de la fracción de mezcla. *Derecha:* Peso molecular de la mezcla para mezcla inerte (PM_{mix}) y reactiva (PM_{comb}). Combustible: $C_2H_6 - Y_{O_2,\infty} = 0.53$.

(combustible y oxígeno):

$$\begin{aligned}
 f > f_{st} &\rightarrow Y_{O_2} = 0 \rightarrow Y_f = \frac{f - f_{st}}{1 - f_{st}} \\
 f < f_{st} &\rightarrow Y_f = 0 \rightarrow Y_{O_2} = Y_{O_2,\infty} \frac{f_{st} - f}{f_{st}} \\
 Y_{dil} &= Y_{dil,\infty} (1 - f) \\
 Y_{pr} &= 1 - Y_f - Y_{O_2} - Y_{dil}
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

En la figura 5.2 se representa la evolución de las fracciones másicas de las diversas especies en función de la fracción de mezcla para el caso de una reacción atérmica de etano y aire con una composición tal que la mezcla inerte resultante es isodensa ($Y_{O_2,\infty} = 0.53$). Siguiendo el enfoque del apartado de chorros no isodensos, se ha representado el eje de fracción de mezcla en coordenadas descendentes, de forma que se puede apreciar en esta gráfica la analogía con las relaciones de estado del chorro no isodenso pero para temperatura constante (figura 4.16). En la misma figura (derecha) se ha incluido la evolución del peso molecular de la mezcla en el caso de mezcla inerte y de reacción. Se observa un cierto cambio en el peso molecular de la mezcla al pasar de caso inerte a reactivo debido al cambio del número de moles entre el estado de reactivos y de productos, aspecto que depende de la composición del combustible. En el caso de la figura 5.2 esta variación del peso molecular es solamente del 4%.

Pese a que su deducción ha seguido argumentos más bien matemáticos,

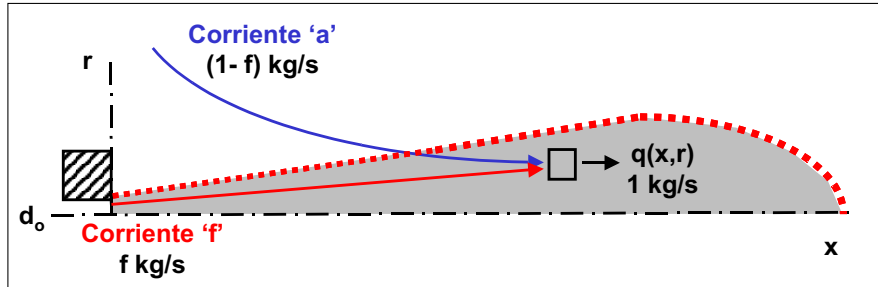


Figura 5.3: Concepto de fracción de mezcla.

desde un punto de vista conceptual la fracción de mezcla en un punto del chorro se puede definir como *la proporción entre el flujo másico de la masa de especies (combustible, oxidante o productos) procedentes del orificio de salida y el flujo másico total de mezcla que existe en un punto [3]*. Ello constituye, por tanto, una generalización del concepto de fracción másica de combustible al caso reactivo. Así pues, la composición en cada punto sería el resultado de la mezcla en un cierto grado de dos corrientes de combustible y oxidante, y que además reaccionan. La figura 5.3 ejemplifica esta definición de forma análoga a la figura 4.15, con la salvedad de que las dos corrientes reaccionan y en consecuencia las especies van cambiando según la ubicación. Este concepto es básico para el estudio de llamas de difusión, habiendo sido empleado ampliamente [3, 4] desde que Spalding [1] lo introdujo, pues permite simplificar el problema y resolverlo de una forma relativamente sencilla pero rigurosa. Si bien en todo este trabajo se ha supuesto una reacción estequiométrica simple, se puede plantear un análisis más complejo, considerando diversos productos intermedios de la reacción y situaciones de equilibrio químico. Ello implica una redefinición de la fracción de mezcla en base a la masa de elementos químicos [3], pero para casos sencillos como los que aquí se persiguen la definición anterior es suficiente.

La fracción de mezcla, además, puede ser relacionada con otro concepto más familiar, el de dosado local de la mezcla, que se puede definir como la relación combustible-aire local de la mezcla dividido por el de la mezcla estequiométrica. Se entiende en este caso como combustible la masa procedente del orificio, sea en forma de combustible, sea en forma de productos de la reacción, y como aire la masa procedente del ambiente, contenga o no oxígeno. En este caso, para relacionar ambos, y de acuerdo a la definición de fracción

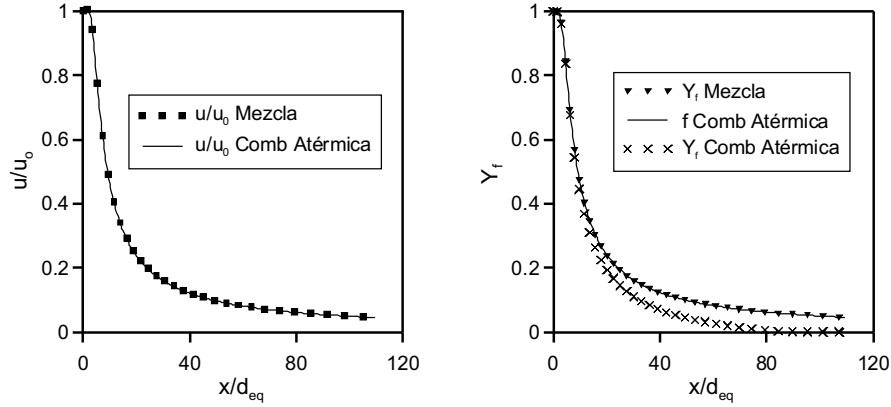


Figura 5.4: Comparación entre mezcla inerte y reactiva sin liberación de calor. Resultados sobre el eje. Etano-Aire. $u_o = 300\text{m/s}$, $d_o = 0.63\text{ mm}$, $Y_{O_2,\infty} = 0.23$.

de mezcla, habría que hablar de dosado local como cociente de flujos másicos:

$$F = \frac{\dot{m}_f/\dot{m}_a}{(\dot{m}_f/\dot{m}_a)_{st}} = \frac{f}{1-f} \frac{1-f_{st}}{f_{st}} \quad (5.8)$$

5.2.3 Solución para la velocidad y las especies

De acuerdo a todos los razonamientos anteriores, y puesto que la reacción no induce apenas cambios en la densidad (salvo por el pequeño efecto que pueda tener sobre el peso molecular), la solución general para el campo de velocidades sería idéntica al caso no reactivo:

$$\begin{aligned} u(x, r) &= k_1 u_o \frac{d_o}{x} \exp(-k_2(r/x)^2) \\ v(x, r) &= u(x, r) \left\{ (r/x) + \frac{[1 - \exp(k_2(r/x)^2)]}{2k_2(r/x)} \right\} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Y se cumpliría, siendo el número de Schmidt igual a la unidad, que:

$$f(x, r) = \frac{u(x, r)}{u_o} = k_1 \frac{d_o}{x} \exp(-k_2(r/x)^2) \quad (5.10)$$

Como ejemplo de la validez de estas expresiones, se ha representado en la figura 5.4 los resultados sobre el eje del cálculo numérico del chorro de etano en aire (composición másica 77% N_2 , 23% O_2) considerando dos casos, mezcla

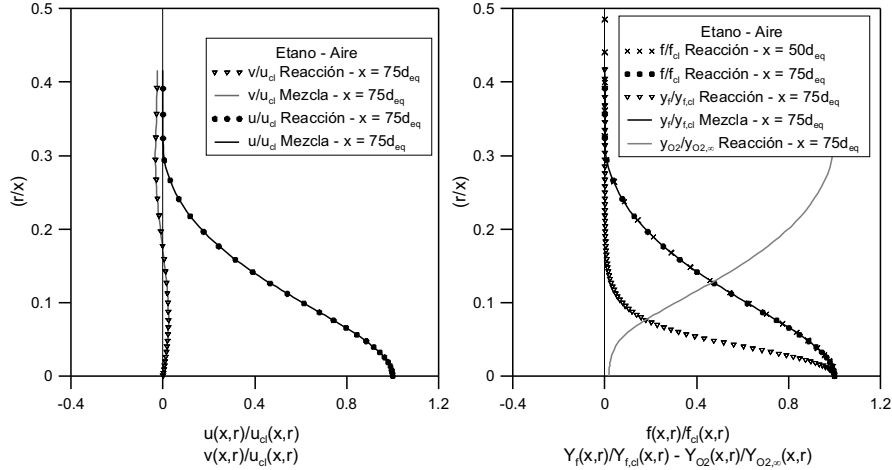


Figura 5.5: Comparación entre mezcla inerte y reactiva sin liberación de calor. Perfiles radiales.

inerte y reactiva. En la parte izquierda se muestra la evolución de la velocidad axial sobre el eje dividida por la velocidad de salida tanto en el caso de mezcla inerte como el de combustión sin liberación de calor. Se aprecia el solape existente en ambos casos. Además, en la parte de la derecha se ha representado la evolución, también sobre el eje, de la fracción másica de combustible en el caso de mezcla y en el caso de reacción, y de la fracción de mezcla en el caso de reacción. Se observa como en el caso reactivo hay una caída más acusada de la fracción másica de combustible debido al acercamiento al frente de llama. En cambio, las evoluciones de la fracción másica de combustible, en el caso de mezcla inerte, y de fracción de mezcla, en el caso de combustión sin liberación de calor, son exactamente iguales.

Otra prueba de la validez de los razonamientos anteriores la obtenemos en base a la comparación de los perfiles radiales de evolución de las distintas variables. En la figura 5.5 se representan alguno de ellos. En la parte izquierda se comparan los de velocidad axial y radial, ya presentados para los casos de mezcla en apartados anteriores. Se ha tomado una sección a $75d_{eq}$ del origen. Se puede comprobar la inexistencia de cambios en las componentes axial o radial de la velocidad inducidos por la reacción. En la parte de la derecha se realiza la comparación de los perfiles de fracción másica de combustible para una sección también a $75d_{eq}$ del origen, apreciándose los cambios que sí que se inducen debidos a la aparición del frente de reacción, que en la sección representada está ubicado aproximadamente a $r/x = 0.12$. Por su parte, los perfiles de fracción de mezcla del caso reactivo siguen la misma evolución que

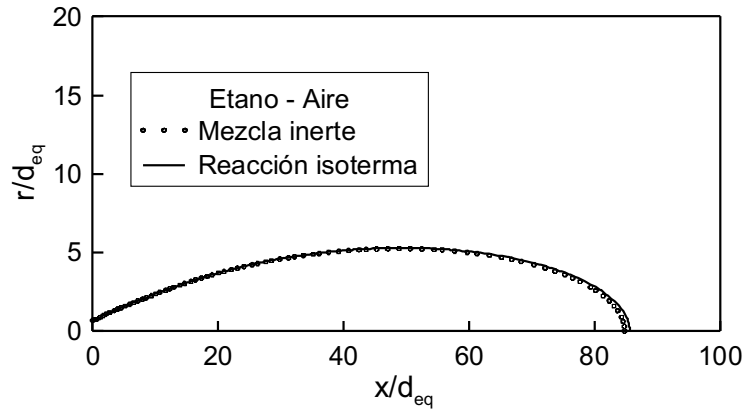


Figura 5.6: Comparación entre mezcla inerte y reactiva sin liberación de calor. Superficie estequiométrica.

los de fracción másica de combustible del chorro inerte, y no dependen de la coordenada axial, con lo que se comprueba la validez de esta variable como generalización.

En la misma figura anterior se ha representado un perfil de la fracción másica de oxígeno dividida por su valor lejos del chorro. No es el objetivo ver la analogía con los otros perfiles, sino más bien comprobar que en los resultados de las simulaciones numéricas existe una zona de solape entre el oxígeno y el combustible que no tiene lugar en el análisis simplificado que aquí se propone, con una superficie de llama de espesor infinitamente pequeño. Este hecho es debido a que el cálculo CFD intenta reproducir valores medios en una ubicación espacial de todas las propiedades que calcula. Como ya se ha dicho anteriormente, una llama turbulenta tiene un frente de reacción altamente fluctuante. En un instante dado hay separación clara entre oxígeno y combustible, sin embargo el valor medio temporal indicaría una presencia simultánea de ambos componentes en una franja espacial. Este hecho, sin embargo, no entraría en contradicción con la definición de fracción de mezcla que aquí se propugna. Si se analiza la ecuación 5.5 se observa que el término $Y_f - (F/O)_{st} Y_{o_2}$ se puede hacer cero cuando ambas especies son nulas o cuando $Y_f/Y_{o_2} = (F/O)_{st}$, que es precisamente lo que ocurre en el cálculo CFD: los valores de f_{st} se alcanzan en la zona donde se cumple la proporción anterior entre fracción másica de combustible y de oxígeno.

La figura 5.6 representa una última confirmación de la ausencia de efectos notables de la combustión sin liberación de calor sobre la distribución de propiedades en el chorro. Se han representado las superficies estequiométricas en

los casos de mezcla inerte y reactiva sin liberación de calor. Se observa una superposición prácticamente total, siendo la diferencia máxima en la longitud máxima de la superficie estequiométrica del 1.1%.

5.2.4 Conclusiones

No se va a extender más la discusión en este apartado, puesto que el concepto central, *la fracción de mezcla*, ya ha sido debidamente introducido. El cambio de composición en un chorro debido a una reacción química sin liberación de calor puede ser tenido en cuenta sin más que definir esta nueva variable conservativa, que permite obtener de forma sencilla las fracciones másicas de todas las especies. Además, puesto que supone la generalización del concepto de fracción másica de combustible, nos permite comparar directamente un chorro en mezcla inerte con uno reactivo, puesto que ambos conceptos representan la proporción en la cual se han mezclado dos corrientes. Así por ejemplo, un punto de un chorro en mezcla inerte en el cual hay una fracción másica de combustible del 30 % tiene un grado de mezcla igual al de otro punto de un chorro reactivo en el que la fracción de mezcla es el 30 %, pues en ambos exactamente el 30 % de la masa presente procede del orificio de inyección (en el segundo caso, con una composición modificada debido a la reacción química).

Se ha comprobado que bajo el caso hipotético de reacción atérmica el comportamiento del chorro no se modifica en ningún otro aspecto que no sea en composición⁶⁹. De acuerdo con ello se puede concluir que *los cambios en tamaño y comportamiento en el caso real de un chorro gaseoso en reacción de combustión son debidos, no tanto al cambio de composición química, como a la liberación de calor inducida por la reacción*. Sobre esta base construiremos el próximo apartado.

5.3 Reacción exotérmica

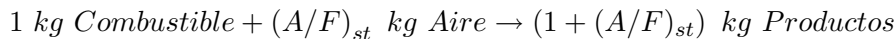
5.3.1 Planteamiento

Se completa con el presente apartado uno de los objetivos de esta tesis, el estudio del chorro gaseoso estacionario en combustión, entendida esta como una reacción exotérmica, tal como ocurre en el caso real. A partir de todo el trabajo realizado sobre el chorro gaseoso se está en disposición de afrontar el

⁶⁹Los aspectos de englobamiento, iso-superficies, trayectorias... cumplen los análisis del chorro isodenso y no isodenso si se redefinen en función de la fracción de mezcla.

estudio de este problema mediante ecuaciones sencillas que describan, al menos de forma aproximada, el comportamiento del chorro en esas condiciones.

Al igual que en la sección anterior, en este caso también tiene lugar una transformación química de especies reactivas (combustible y aire) en especies productos a través de una reacción química irreversible de un solo paso del tipo:



pero ahora sí que va a haber liberación de calor.

Las hipótesis que se manejan en este apartado son, al igual que en el caso de reacción atérmica, *todas* (1 a 9) las que se plantearon al principio de la sección 4.2 dedicada al chorro inerte (página 125 y siguientes). Adicionalmente se asumen una serie de suposiciones respecto al proceso de liberación de calor:

10. El proceso de reacción química es muy rápido comparado con el de mezcla. Este hecho ya había sido supuesto en el caso del chorro en reacción atérmica e implica que la reacción química alcanza su estado de equilibrio rápidamente.
11. Se desprecian efectos de convección natural. Si pensamos en chorros gaseosos asimilables a chorros Diesel, con elevadas velocidades de inyección, esta es una hipótesis razonable.
12. Se supone que no hay pérdidas de calor por radiación. Esta hipótesis es algo cuestionable en el caso de la presencia del hollín, pero se va a tomar como primera aproximación al problema, con el fin de facilitar el análisis. En este sentido, las simulaciones numéricas realizadas para apoyar el análisis no tienen en cuenta esta forma de transmisión de calor.

Como consecuencia de la primera de las hipótesis adicionales supuestas en este apartado, la superficie de reacción va a alcanzar el origen del chorro. En un apartado posterior se va a considerar el caso en que aparece el fenómeno de ‘lift-off’ o levantamiento de llama (véase apartado 2.6.1), que se da cuando las tasas de reacción química se hacen menores que las tasas de mezcla, con lo que la superficie de reacción solamente aparece a partir de una cierta distancia respecto del orificio.

Con el fin de analizar el comportamiento del chorro gaseoso en combustión se han realizado una gran cantidad de simulaciones numéricas. Algunas de ellas han sido seleccionadas y sus datos de definición se recogen en las tablas 5.2

Nombre	$C_5H_{12} - 300$	$C_5H_{12} - 650$	$C_5H_{12} - 1000$
Combustible		C_5H_{12}	
Aire		N_2, O_2	
$Y_{O_2, \infty}$		0.23	
$P(MPa)$		8.1	
$T_{f,o}(K)$		300	
$T_{a, \infty}(K)$	300	650	1000
$\rho_{f,o}/\rho_{a, \infty}$	2.50	5.41	8.33
$u_o (m/s)$		300	
$d_o (\mu m)$		200	
$d_{eq} (\mu m)$	316	465	577

Tabla 5.2: Datos de la simulación numérica de chorros no isodensos reactivos. Combustible baja densidad.

y 5.3, y serán empleadas para apoyar los razonamientos de este apartado. Se han elegido casos con combustibles de poca diferencia de densidad con el aire (casos pentano-aire), y también de elevada diferencia de densidad (casos queroseno y hexadecano-aire). Puesto que se está trabajando con la hipótesis de gas ideal, se ha recurrido al empleo de diversas mezclas combustible-aire que permiten simular cambios de densidad. Las otras variables estudiadas han sido la temperatura del aire y la cantidad de oxígeno, de interés en condiciones de funcionamiento del motor⁷⁰.

Teniendo en cuenta las características del problema, las ecuaciones que habrá que plantear serán las mismas que se plantearon para el caso del chorro en reacción atérmica junto con la ecuación de conservación de la energía:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial x}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) &= 0 \\
\frac{\partial(\rho uru)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vru)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\nu_t \frac{\partial u}{\partial r}) \\
\frac{\partial(\rho urY_f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrY_f)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho D_t \frac{\partial Y_f}{\partial r}) + \dot{\omega}_f \\
\frac{\partial(\rho urY_a)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrY_a)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho D_t \frac{\partial Y_a}{\partial r}) + \dot{\omega}_{ox} \\
\frac{\partial(\rho urh^*)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vrh^*)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\lambda_t \frac{\partial h^*}{\partial r})
\end{aligned} \tag{5.11}$$

⁷⁰Pensando en un motor, podrían modificarse la densidad, temperatura y cantidad de oxígeno. Los dos primeros se podrían controlar mediante el sistema de sobrealimentación e intercooler, mientras que el contenido en oxígeno del aire podría ser alterado a partir de la introducción de una cierta cantidad de gases recirculados del escape.

Nombre	$C_{12}H_{23} - 23$	$C_{12}H_{23} - 19$	$C_{16}H_{34} - 900$	$C_{16}H_{34} - 1000$
Combustible	$C_{12}H_{23}$		$C_{16}H_{34}$	
Aire	N_2, O_2		N_2, O_2	
$Y_{O_2, \infty}$	0.23	0.19	0.23	
$P(MPa)$	8.1		8.1	
$T_{f,o}(K)$	300		300	
$T_{a, \infty}(K)$	300		900	1000
$\rho_{f,o}/\rho_{a, \infty}$	17.38	17.47	23.52	26.13
$u_o (m/s)$	173		150	
$d_o (\mu m)$	250		200	
$d_{eq} (\mu m)$	1042	1045	970	1022

Tabla 5.3: Datos de la simulación numérica de chorros no isodensos reactivos. Combustible alta densidad.

En la ecuación de la energía la entalpía tiene un significado más general que en el caso del chorro en mezcla inerte no isodensa. En efecto, puesto que hay intercambios energéticos debido a la reacción química, la entalpía de cada especie h_i^* , será la suma de la entalpía de formación $h_{form,i}^o$ a una temperatura de referencia T_o y el incremento de entalpía respecto a esa temperatura de referencia (la parte sensible, que es la que se empleaba en el caso inerte):

$$h_i^*(T) = h_{form,i}^o + \Delta h_i(T_o \rightarrow T) = h_{form,i}^o + \int_{T_o}^T c_{p,i}(T) dT \quad (5.12)$$

Otra forma de afrontar el problema es considerar únicamente las entalpías sensibles con respecto a la temperatura T_o para todas las especies excepto para el combustible, especie para la cual se suma a esta entalpía sensible la entalpía de reacción por unidad de masa de combustible, $H_{p,f}$:

$$\begin{aligned} \text{Combustible} \rightarrow h_f^*(T) &= H_{p,f} + \int_{T_o}^T c_{p,f}(T) dT \\ \text{Especie } i \neq f \rightarrow h_i^*(T) &= \int_{T_o}^T c_{p,i}(T) dT \end{aligned} \quad (5.13)$$

En un caso u otro, y siguiendo un modelo de mezcla de gases ideales (mezcla ideal) la entalpía de la mezcla será la suma de las entalpías de todas las especies participantes en las condiciones de temperatura de la mezcla:

$$h^* = \sum_i Y_i h_i^* \quad (5.14)$$

Hasta aquí, el planteamiento parece indicar que la resolución del problema no va a ser más que una ampliación de las soluciones vistas hasta ahora. Sin embargo, en contraste con los casos anteriores, la hipótesis de viscosidad constante⁷¹ no parece que se pueda seguir manteniendo con el mismo grado de exactitud. En efecto, la figura 5.7 muestra los resultados de viscosidad obtenidos a partir de simulaciones CFD de chorro en ambiente reactivo. La estructura de la figura es la misma que la de la figura 4.2, apareciendo en la parte superior la distribución espacial de valores de viscosidad en el plano de simetría del chorro, y en la parte inferior una gráfica de la evolución en el eje. Como comparación se ha añadido la evolución sobre el eje de la viscosidad de un chorro idéntico pero sin reacción.

El aspecto de la solución indica que el campo de acción del chorro también es cónico, como en casos anteriores. Sin embargo, hay cambios notables. En el caso de mezcla inerte los valores de viscosidad sobre el eje son constantes a partir de una cierta distancia al origen del chorro, tal como se ha descrito en apartados anteriores. También se mantiene sensiblemente constante el valor de la viscosidad en el campo de acción del chorro (figura 4.2). Si las condiciones del chorro y del aire ambiente son las mismas pero las especies reaccionan produciendo liberación de calor, se aprecia cómo se produce un incremento de la viscosidad en un factor máximo que en el caso de la figura es del orden de 1.6. Dicho factor, además, no es constante ni radial ni axialmente. En la evolución sobre el eje se aprecia una tendencia creciente hasta un valor máximo en el entorno de $100 d_{eq}$, manteniéndose constante durante un pequeño intervalo, para luego ir cayendo de una forma suave. En cuanto a las distribuciones radiales, hay una caída desde el valor en el eje al aumentar la distancia radial.

El chorro en combustión presenta, pues, viscosidades efectivas mayores que el inerte, y el rango en que la hipótesis de viscosidad constante es estrictamente válida se reduce respecto al caso inerte (desde 70 a 150 d_{eq} en la figura). A pesar de que el tamaño del dominio empleado en la simulación no es suficiente para apreciarlo, es de esperar que lejos del origen ambas curvas converjan.

La descripción anterior ya es un primer indicio de que la evolución del

⁷¹Nos referimos aquí a la viscosidad efectiva, suma de la aportación turbulenta y la laminar.

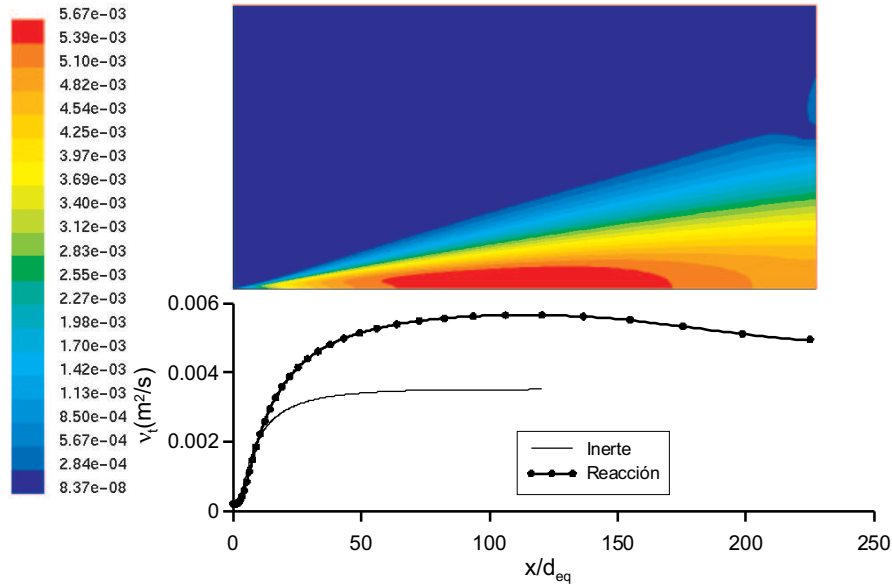


Figura 5.7: *Arriba:* Distribución espacial de viscosidad turbulenta en un chorro en reacción. *Abajo:* Comparación entre la viscosidad en el eje de chorro inerte y reactivo. Caso: $C_{12}H_{23} - 23$.

chorro de mezcla y de combustión es distinta, y además esta diferencia no es uniforme. A lo largo de este apartado se van a ir analizando los resultados de las simulaciones realizadas con el código CFD con el objetivo de plantear un análisis sencillo de la llama gaseosa que permita explicar en primera aproximación el comportamiento de la misma empleando razonamientos similares a los anteriores casos. El estudio de la llama gaseosa se va a estructurar en torno a dos puntos básicos que marcan las diferencias de la misma respecto a los casos anteriores:

1. En primer lugar, hay un *cambio en las propiedades locales frente a los casos anteriores*. Así, debido a la reacción química la composición local va a modificarse de forma análoga al caso de reacción atérmica, apareciendo productos de la combustión y desapareciendo el combustible y el oxidante. Y debido a la liberación de calor la temperatura de la mezcla (y, con ella, la densidad) ya no va a tomar valores comprendidos entre los de las dos especies puras, como era el caso del chorro en ambiente inerte. Así pues, las *relaciones de estado* van a cambiar, y este hecho va a centrar el primer punto de estudio.
2. *El tamaño del chorro cambia*. Tomando la analogía del caso inerte, la

viscosidad era proporcional al producto de la velocidad de salida y de un factor relacionado con el tamaño del chorro (diámetro equivalente). Se ha apreciado en la figura 5.7 el incremento que hay en este parámetro debido a la reacción, lo cual es un primer indicador del aumento en el tamaño del chorro. Al cambiar el tamaño del chorro, la *distribución espacial de las propiedades* también cambia, aspecto que será estimado mediante leyes de escalado para la fracción de mezcla que, según las hipótesis que se manejarán, nos permitirá calcular la distribución de cualquier propiedad en el chorro. El análisis se dividirá a su vez en tres partes. En la primera, se analizará la distribución de propiedades sobre el eje del chorro en reacción, mientras que en la segunda se estudiarán los cambios en la distribución radial de las mismas. En un último apartado se estudiará el efecto que el fenómeno de levantamiento de llama tiene sobre el escalado del chorro.

5.3.2 La fracción de mezcla y las relaciones de estado

Con el fin de analizar los cambios existentes en las propiedades locales en la llama frente a casos anteriores se va a reflexionar en primer lugar acerca de la aplicación a este caso de dos conceptos introducidos anteriormente. Por una parte, al estudiar el chorro no isodenso se han definido las *relaciones de estado* como las leyes existentes que ligaban las variables termodinámicas locales (entalpía, temperatura, densidad y composición) bajo las hipótesis de equilibrio termodinámico. Estas leyes constituyen en cierta manera la ecuación de estado de la mezcla chorro-ambiente y permiten calcular todas las variables anteriores en un punto en base a la fracción másica de combustible existente en dicho punto.

Por otra parte, del estudio del chorro en reacción atérmica se ha deducido el concepto de *fracción de mezcla* como variable conservativa que permite cuantificar los cambios de composición debidos a la transformación química. La definición de fracción de mezcla generaliza la de fracción másica de combustible al caso reactivo, y también puede ser empleada en el chorro con reacción exotérmica para convertir las dos ecuaciones de especies de la igualdad 5.11 en una única ecuación conservativa de la forma:

$$\frac{\partial(\rho f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r f)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D_t \frac{\partial f}{\partial r} \right)$$

tal como se ha hecho en el apartado 5.2. Además, bajo la hipótesis de igualdad a uno de los números adimensionales característicos del problema ($Sc=Le=Pr$) se puede plantear la siguiente igualdad, que liga la solución de la ecuación de

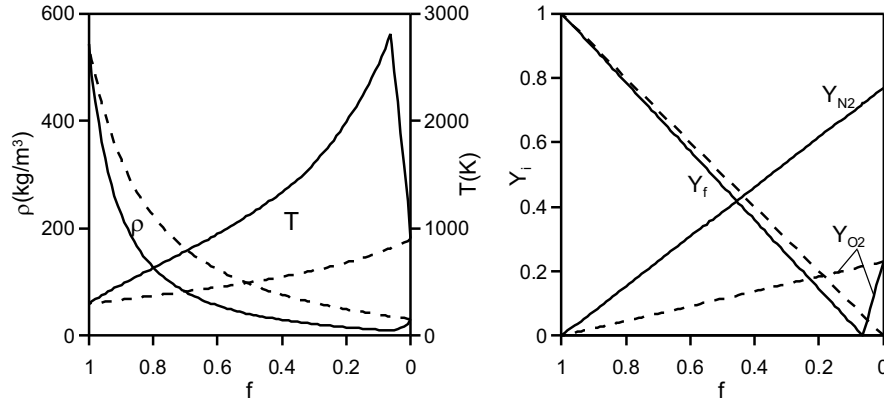


Figura 5.8: Relaciones de estado para una mezcla de keroseno y aire con temperaturas de 300 y 900 K, respectivamente. **En línea continua** se han representado los resultados con reacción de combustión. **En línea discontinua**, los resultados de mezcla inerte.

la fracción de mezcla con la de la entalpía y con el campo de velocidad axial, de igual forma que en la ecuación 4.35:

$$\begin{aligned} \frac{u(x, r)}{u_o} &= \frac{h^*(x, r) - h_{f,o}^*}{h_{a,\infty}^* - h_{f,o}^*} = f(x, r) = \\ &= \frac{Y_f(x, r) - (F/O)_{st} Y_{O_2}(x, r) + (F/O)_{st} Y_{O_2,\infty}}{1 + (F/O)_{st} Y_{O_2,\infty}} \end{aligned} \quad (5.15)$$

Ambos conceptos son de aplicación para la llama gaseosa, con una conexión clara con los anteriores casos, de manera que el estado termoquímico local, esto es, las relaciones de estado, vendrán dadas ahora en función de la fracción de mezcla, y se calcularán de igual forma que en el caso no reactivo, salvo por el hecho de que se emplea la definición de entalpía presentada para el caso de reacciones químicas. Además, sigue existiendo una relación biunívoca entre velocidad axial y fracción de mezcla, con lo que quedan unidas las variables termoquímicas y el campo de velocidades.

La figura 5.8 presenta resultados de relaciones de estado en función de la fracción de mezcla para el caso de un chorro de especie queroseno en un ambiente de aire, con y sin reacción. Se observa cómo las relaciones de estado se modifican de forma sustancial debido a la combustión, alcanzándose niveles de temperatura máximos para la fracción de mezcla estequiométrica, punto en el que desaparecen tanto el combustible como el oxígeno. También para este valor de fracción de mezcla estequiométrica se produce la densidad mínima, y

no en el aire puro. Esta diferencia indica que la variación de propiedades ya no es monótona entre las del combustible y el aire puros, sino que la liberación de calor produce otro punto característico, que marca la superficie de reacción.

Los resultados anteriores han sido obtenidos siguiendo un esquema muy similar al que se usa en el chorro no isodenso, desacoplado del cálculo numérico del flujo:

1. Dada una fracción de mezcla, se puede calcular la composición de combustible, oxígeno, productos y diluyentes a partir de las ecuaciones 5.7.
2. La entalpía está relacionada con la fracción de mezcla a partir de la ecuación 5.15, con lo que dado un valor de f es inmediato conocer el valor de h^* .
3. Conocido el valor de entalpía, hay que calcular el valor de temperatura T . Teniendo en cuenta la ecuación 5.14, suponiendo mezcla ideal y conociendo las capacidades calóricas y las entalpías de formación de cada uno de los componentes se puede calcular el valor de la temperatura.
4. Por último, para acabar de definir la mezcla queda por calcular la densidad de la misma ρ . Para ello hay que aplicar una ecuación de estado de mezcla, recurriendo de nuevo al caso sencillo de mezcla de gases ideales.

También en este caso se podría recurrir a modelos más complicados, con mezclas de gases reales o con equilibrio de especies, en los que quedarían acopladas la composición y la temperatura de la mezcla. Aquí nos proponemos tener una primera visión de los efectos de la combustión sobre el comportamiento del chorro, y en este sentido no es imprescindible un cálculo termoquímico detallado.

5.3.3 Distribución axial de propiedades

En esta sección se va a analizar cómo cambia la distribución espacial de las propiedades del chorro en el eje como consecuencia del proceso de liberación de calor inducido por la combustión. Debido a la simetría existente en el comportamiento del chorro gaseoso, el análisis del eje del chorro puede dar una idea clara del comportamiento global del mismo. Como referencia inmediata se va a recurrir al chorro inerte, el cual ya ha sido estudiado en profundidad en apartados anteriores, de manera que la comparación permita comprender qué efectos aparecen como consecuencia de la reacción de combustión. En

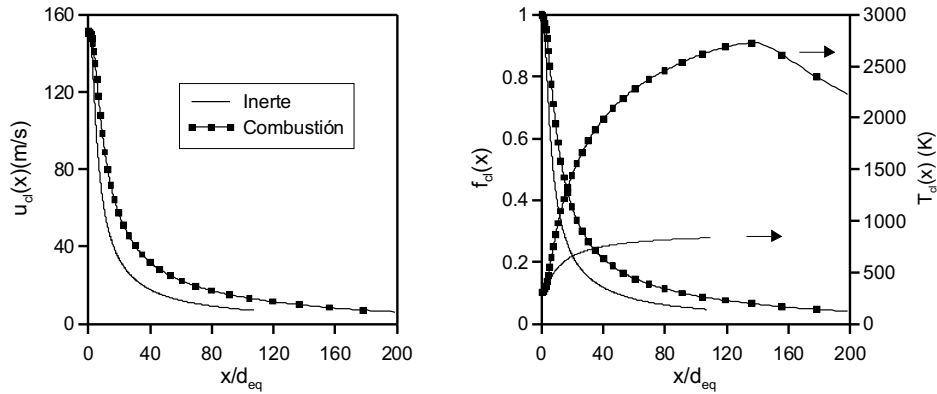


Figura 5.9: Comparación entre chorro inerte y reactivo. Resultados sobre el eje. Caso $C_{16}H_{34} - 900$ (tabla 5.3).

este sentido se va a hacer uso extenso del concepto de fracción de mezcla a la hora de realizar dichas comparaciones, puesto que dicha variable representa el porcentaje de mezcla entre la corriente que sale por la tobera y la de aire puro existente, sea mezcla reactiva o inerte, lo que permite establecer un vínculo entre ambos tipos de chorros.

La figura 5.9 muestra la evolución sobre el eje de la velocidad axial, la fracción de mezcla y la temperatura para el chorro de hexadecano inyectado en una atmósfera de aire a 900 K , tanto en el caso inerte como el reactivo. Cualitativamente, la evolución de las variables sigue las tendencias marcadas por las relaciones de estado de la figura 5.8, apreciándose un crecimiento de la temperatura muy superior en el caso de mezcla reactiva al del chorro inerte. Además del valor de las variables conviene prestar atención al efecto que tiene la combustión sobre la distribución espacial de las propiedades. Se observa que, en una posición axial dada, la velocidad y la fracción de mezcla toman valores más elevados en el caso de combustión que en el de mezcla. Dicho de otra forma, la coordenada axial para la cual se alcanza un determinado grado de mezcla es mayor en el caso de un chorro en combustión que en el de mezcla⁷². En consecuencia, existen cambios en el tamaño del chorro y en el proceso de mezcla que las leyes de escalado desarrolladas hasta ahora no pueden tener en cuenta, y que dependen fundamentalmente del proceso de combustión. Como la hipótesis de la conservación de la cantidad de movimiento axial en el chorro sigue valiendo, al disminuir la densidad en una posición debido al aumento de

⁷²Puesto que la velocidad de salida en ambos supuestos (inerte y reacción) es la misma, ello implica que el proceso de mezcla entre las dos especies va a empeorar, pues para alcanzar el mismo grado de mezcla el combustible va a tener que ir más lejos.

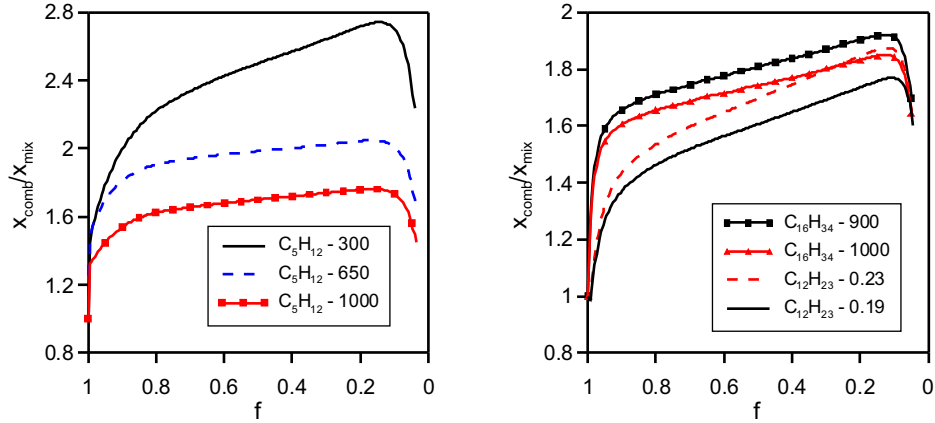


Figura 5.10: Grado de expansión del chorro debido a la combustión exotérmica vs. fracción de mezcla.

temperaturas, la velocidad local ha de aumentar, y de igual forma la fracción de mezcla local será mayor que en el caso de mezcla. De ahí que el chorro aparentemente ‘crezca’ de tamaño, y se obtengan resultados en el eje como los anteriores.

Se ha comprobado que sobre el eje sigue cumpliéndose la relación lineal entre la fracción de mezcla y la velocidad axial que ya se deducía de la ecuación 5.15. De hecho, Han y Mungal [5] en un reciente trabajo miden experimentalmente la velocidad axial en la superficie de reacción de un chorro de etileno diluido en nitrógeno llegando a la conclusión que en dicha ubicación $u_{st} = u_o \cdot f_{st} + u_{a,\infty} \cdot (1 - f_{st})$. Estos autores emplean un chorro inyectado en una corriente de aire con relaciones $u_o/u_{a,\infty} \sim 16, 22, 33$. Suponiendo que la velocidad del aire fuese nula se seguiría la proporción entre velocidad axial y fracción de mezcla dada por la ecuación 5.15.

Obtención de un factor de escalado mezcla-reacción

Se ha representado en la figura 5.10 el cociente entre las coordenadas axiales en el caso de combustión y de mezcla inerte a las que se alcanza cada valor de fracción de mezcla para los cálculos CFD. Esta última variable, elegida como independiente para la representación, indica precisamente qué grado de mezcla existe entre el aire y el combustible, sea en el caso de mezcla inerte o reactiva, con lo que ejerce el papel de variable de comparación entre mezcla y reacción. Se observa que la curva comienza ($f = 1$) y termina ($f = 0$) en

el valor unidad⁷³. Ello es lógico, pues es cerca de la tobera y muy lejos de la misma donde menos se hacen notar los efectos de la combustión. Hay tres tramos diferenciados:

- El primero, en el entorno de $f = 1$, en el que el cociente de escalas axiales reacción–mezcla crece de forma rápida, hasta que se alcanza una fracción de mezcla del orden de $f = 0.9$. Esta zona coincide con la región inicial o zona no perturbada del chorro.
- Una zona intermedia, en la que dicho cociente crece de forma lineal. En todos los casos presentados se alcanza el máximo grado de expansión para fracciones de mezcla del orden del 15%, valor netamente mayor que la fracción de mezcla estequiométrica (del orden del 6% en prácticamente todos los combustibles).
- El tramo final, donde la relación de coordenadas axiales desciende desde el valor máximo hasta 1 cuando $f = 0$.

De las variaciones paramétricas realizadas se observa que el grado de expansión del chorro disminuye al aumentar la temperatura del aire y al disminuir la fracción másica de oxígeno en el aire. Así, un chorro de pentano en un ambiente reactivo de aire a temperatura de 1000 K tiene un tamaño 1.6 veces mayor que el caso inerte en el rango de fracciones de mezcla 0.1 a 0.9, mientras que en el caso de temperatura ambiente de 300 K se obtiene un aumento de tamaño debido a la combustión en un factor máximo cercano a 2.7. Tacina y Dahm [6] indican que el aumento de la longitud de llama respecto a un chorro inerte es del orden de 3 para la mayoría de hidrocarburos en el caso de aire ambiente, bastante similar al aquí obtenido. Muñiz y Mungal [7] miden el campo de velocidades mediante velocimetría de imágenes de partículas en un chorro de gas natural diluido con nitrógeno, obteniendo que en el caso reactivo las velocidades axiales en el eje son del orden de 2.5 a 3 veces mayores que el inerte. Puesto que la caída de velocidad en el eje es también con x^{-1} , ello implicaría una relación de tamaños de chorro reactivo/inerte de 2.5 a 3. Estos órdenes de magnitud confirman la simulación realizada a temperatura ambiente. Sin embargo, no se han encontrado resultados experimentales de propiedades en el eje para chorros inyectados en aire a temperaturas y presiones elevadas, como las que podemos encontrar en los motores Diesel tipo ‘Heavy-Duty’.

⁷³Debido a limitaciones en el tamaño de mallado operativo, no existen demasiados puntos en las cercanías de las fracciones de mezcla $f = 0$, si bien aquí cabe esperar una tendencia asintótica a la unidad.

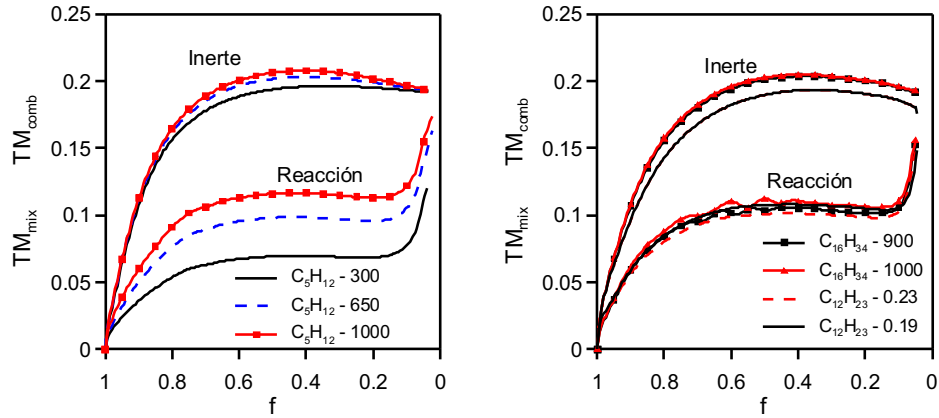


Figura 5.11: Comparación entre la tasa de mezcla en el eje en mezcla inerte y combustión para los casos simulados.

Al comparar los tres combustibles con diferente peso molecular se aprecia que, si las condiciones del aire se mantienen similares, este grado de expansión cambia fuertemente con el tipo de combustible. En efecto, las tendencias en las curvas del queroseno presentan menores valores iniciales que las del hexadecano, y las del butano son totalmente diferentes. Aún así, el valor máximo del grado de expansión en el caso de aire con el 23% de oxígeno y temperaturas del orden de 900 K está en todos los casos en torno a $1.8 - 1.9$.

Por otra parte, para un tipo de combustible fijo los cambios introducidos en el grado de expansión por una variación de la temperatura o la cantidad de oxígeno en el aire son proporcionales en todo el rango de fracciones de mezcla. Dicha afirmación se cumple en el rango de condiciones ambientales de interés para el estudio de la combustión Diesel. Este hecho aparece de forma evidente en el caso del hexadecano y del queroseno, indicando que, una vez elegido un combustible, la forma de la curva para ciertas condiciones se obtiene simplemente a partir de la que se da en otras condiciones multiplicada por la relación de valores máximos. En el caso del butano la influencia de la temperatura no es uniforme en todo el rango de fracciones de mezcla. De ello se deduce que la uniformidad parece no darse tanto con los combustibles de más bajo peso molecular, de igual forma que para estos combustibles la zona inicial del chorro tiene una evolución que no se normaliza totalmente con el diámetro equivalente en el caso de chorro inerte (apartado 4.4.6).

Otro punto de vista acerca de la distribución axial de propiedades lo podemos obtener analizando la evolución de la tasa de mezcla en el eje. La ecuación 4.43 obtiene esta variable a partir de la fracción másica de combus-

tible, pero teniendo en cuenta que se trata de un problema reactivo, podemos pensar en una redefinición de la misma empleando la fracción de mezcla en el eje:

$$TM_{comb}(x) = d_{eq} \frac{d(1/f_{cl}(x))}{dx} \quad (5.16)$$

siendo f_{cl} la fracción de mezcla en el eje y d_{eq} el diámetro equivalente tal como se define en la ecuación 4.29. Mantenemos, pues, la fracción de mezcla como relación entre las masas procedentes del origen del chorro y la masa total en un punto. En la figura 5.11 se observa la evolución de esta variable tanto en el caso de mezcla inerte⁷⁴ como reactiva para todos los casos de las tablas 5.2 y 5.3. Si pensamos en la evolución espacial de esta variable en el caso *inerte* (figura 4.12), tras un pequeño transitorio en las cercanías de la tobera la función toma una evolución estabilizada e igual a $1/k_1$ con un valor del orden de 0.19. Esto mismo queda reflejado en la figura 5.11⁷⁵: comenzando en combustible puro ($f = 1$) hay un crecimiento hasta un valor estable para fracciones de mezcla del orden de $0.7 - 0.8$, de manera que mayores grados de mezcla (valores más pequeños de f) no modifican el valor de la tasa de mezcla en el eje. Frente a ello, en el caso reactivo se pueden distinguir dos zonas:

- En una primera, *desde combustible puro ($f = 1$) hasta $f \approx 0.1$* , la evolución de la tasa de mezcla del chorro reactivo es prácticamente proporcional a la del chorro inerte, con una constante de proporcionalidad menor que uno. El chorro en reacción, por tanto, se comporta exactamente como si estuviera mezclándose con un ambiente de menor densidad que la del aire, lo que equivale a reducir el valor de $1/k_1$ en una proporción constante. Además, la constante de proporcionalidad existente entre la evolución de la tasa de mezcla en chorro inerte y reactivo es del mismo orden que el valor máximo del cociente de coordenadas axiales representado en la figura 5.10 .
- En la segunda, *desde $f \approx 0.1$ hasta aire puro ($f = 0$)* hay una tendencia clara de aumento de la tasa de mezcla, tendiendo asintóticamente hasta

⁷⁴En lo que sigue, se empleará la notación TM_{mix} para definir la tasa de mezcla según la ecuación 4.43 que se empleaba para el caso inerte, por contraposición con el caso en combustión.

⁷⁵La diferencia entre el valor estabilizado de la tasa de mezcla en el eje se explica por el diferente modelo de densidades empleado para el cálculo del chorro en un caso y otro. Como se ha comentado en el capítulo de metodología, los valores exactos de las constantes dependen en cierta forma de los modelos usados, aunque las relaciones entre ellas permanecen invariables.

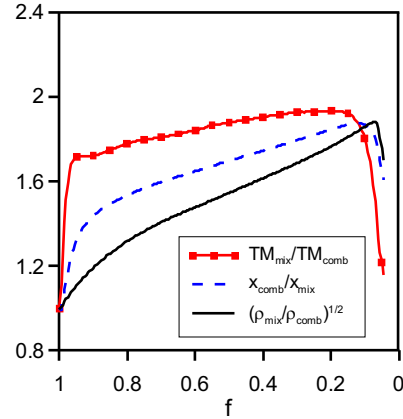


Figura 5.12: Comparación de variables de mezcla y combustión para el caso $C_{12}H_{23} - 23$ de la tabla 5.3.

el valor del chorro inerte. Al ir alejándonos de la superficie de reacción, que suponemos ubicada en la fracción de mezcla estequiométrica f_{st} , el comportamiento del chorro reactivo se asemeja cada vez más al de un caso inerte, con lo que las tasas de mezcla tienden al valor de dicho chorro.

En un trabajo experimental [8], Han y Mungal indican que, *si no existen efectos de convección natural, la constante de englobamiento definida según la ecuación 4.42 se reduce en un chorro en mezcla reactiva respecto a un chorro en mezcla inerte en un factor del orden de $\left(\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}\right)^{1/2}$* , donde $\rho_{mix,st}$ y $\rho_{comb,st}$ representan las densidades que se obtienen con una fracción de mezcla estequiométrica en el caso de mezcla inerte y reactiva, respectivamente. Teniendo en cuenta que, según se ha visto en chorros isodensos y no isodensos, la tasa de mezcla en el eje guarda una estrecha relación con el englobamiento del chorro⁷⁶ se ha analizado el cambio del comportamiento del chorro inducido por la combustión frente a las variaciones de la densidad. En la figura 5.12 se representa para el caso $C_{12}H_{23} - 23$ de la tabla 5.3 cómo cambia el valor de la raíz cuadrada de la relación de densidades inerte-reactiva en todo el rango de fracción de mezcla. Como comparación, se ha representado el grado de expansión del chorro, como cociente de coordenadas axiales de mezcla inerte y reacción, y la relación entre las tasas de mezcla del chorro inerte y reactivo, variables ya analizadas en las figuras 5.10 y 5.11. La evolución de $\left(\frac{\rho_{mix}}{\rho_{comb}}\right)^{1/2}$

⁷⁶Y que en los chorros Diesel, debido a las grandes velocidades de inyección los efectos de convección natural son nulos.

Caso	TM_{mix}/TM_{comb}	x_{comb}/x_{mix}	$[\rho_{mix}/\rho_{comb}]^{1/2}$
$C_5H_{12} - 300$	3.021	2.742	2.764
$C_5H_{12} - 650$	2.215	2.048	2.058
$C_5H_{12} - 1000$	1.744	1.763	1.775
$C_{12}H_{23} - 23\%$	1.933	1.875	1.882
$C_{12}H_{23} - 19\%$	1.817	1.769	1.773
$C_{16}H_{34} - 900$	1.970	1.921	1.892
$C_{16}H_{34} - 1000$	1.892	1.850	1.823

Tabla 5.4: Factores de expansión del chorro gaseoso en reacción. En cada columna se representa el valor máximo de la variable correspondiente.

es más similar a la del cociente de coordenadas axiales que al de tasas de mezcla, apreciándose también los tres tramos antes comentados. Aún así, no hay una proporcionalidad entre ambos, estando estas tres zonas desplazadas ligeramente hacia fracciones de mezcla menores. El hecho notable es que se observa cómo sí que *hay una relación patente entre el valor de $\left(\frac{\rho_{mix}}{\rho_{comb}}\right)^{1/2}$ para condiciones estequiométricas, el valor máximo de relación de coordenadas axiales y la relación entre las tasas de mezcla en el eje del caso inerte y reactivo.* Así pues, este parece ser el factor de escalado en el eje que existe entre un chorro de mezcla y uno de combustión, de acuerdo con Han y Mungal.

La tabla 5.4 resume los valores de escalado para todas las simulaciones realizadas. Se recogen los valores máximos de TM_{mix}/TM_{comb} , x_{comb}/x_{mix} y $(\rho_{mix}/\rho_{comb})^{1/2}$ en todo el rango de fracciones de mezcla. Existe una clara correspondencia entre los cocientes de las tres variables, habiendo una diferencia máxima del 10% en los dos casos de pentano de más baja temperatura de las tasas de mezcla respecto a los otros dos cocientes. En el resto de los casos las diferencias máximas son menores del $\pm 5\%$. *Se confirma que la expansión del chorro en el eje, al igual que el englobamiento, viene controlada por la raíz cuadrada del cociente de densidades definido por Han y Mungal.*

Con el fin de justificar este cambio en el comportamiento del chorro inducido por la combustión se representa en la figura 5.13 la evolución cualitativa de la densidad del chorro en función de la fracción de mezcla, tanto en el caso de mezcla inerte como en el de reacción. En el caso de *mezcla inerte*, la densidad varía uniformemente entre la del combustible y la del aire, y a efectos de escalado del chorro esta diferencia de densidades se cuantifica mediante el diámetro equivalente definido a partir de las densidades del combustible $\rho_{f,o}$ y del ambiente $\rho_{a,\infty}$. En el caso de *mezcla reactiva*, el diagrama muestra que la

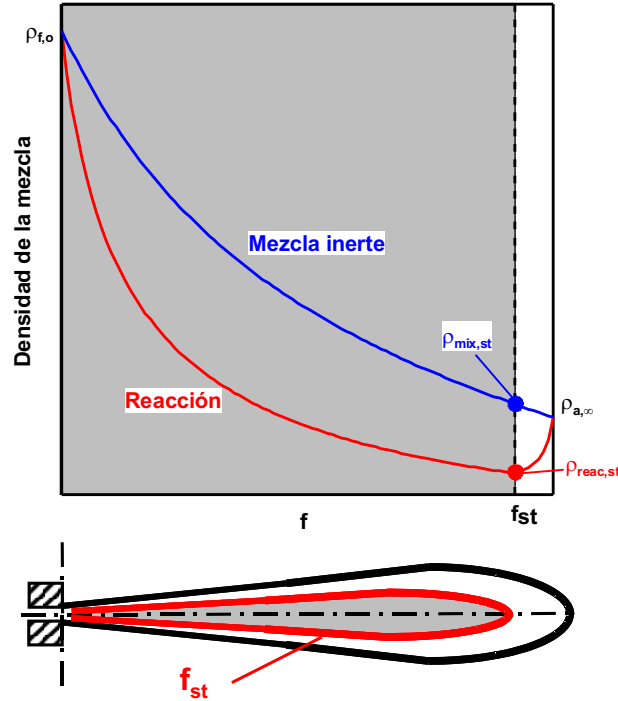


Figura 5.13: Justificación del cambio en la ley de escalado del chorro debido a la combustión.

simplificación del diámetro equivalente no es válida, pues no tiene en cuenta una evolución de la densidad no monótona, como es la que ocurre en el chorro reactivo. En el rango de fracciones de mezcla entre 1 y la estequiométrica, f_{st} , la evolución de la densidad podría ser similar a la que se daría en un chorro hipotético con la misma densidad del combustible inyectado en un ambiente de densidad igual o inferior a la estequiométrica, $\rho_{st,comb}$. Este hecho, junto con la proximidad a cero de la fracción de mezcla estequiométrica justificaría la redefinición del diámetro equivalente teniendo en cuenta las condiciones de densidad en el frente de llama. Es la raíz cuadrada de la relación de densidades entre los estados de mezcla y de combustión en la fracción de mezcla estequiométrica la que cuantifica de forma adecuada esta expansión del chorro.

Desde la fracción de mezcla estequiométrica hasta las condiciones de aire puro ($f = 0$), la densidad sigue una evolución que también dista bastante de la del caso inerte, y que en este caso tiende hacia valores de densidad creciente. No parece haber una ley de escalado sencilla para esta zona, aunque su importancia en la evolución del chorro es relativamente pequeña, pues dista mucho del origen, y en condiciones de motor prácticamente nunca se alcanza

una estabilización del chorro en la misma, por lo que se ha obviado su estudio.

Como consecuencia de todo lo anterior, podemos redefinir el diámetro equivalente para el chorro en reacción a partir de:

$$d_{eq,comb} = d_{eq} \sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} = d_o \sqrt{\frac{\rho_{f,o}}{\rho_{a,\infty}}} \sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} \quad (5.17)$$

de manera que el factor de escalado del chorro gaseoso en reacción con respecto al caso isodenso tiene en cuenta dos efectos. Por una parte, el hecho de que la densidad del chorro y del ambiente no sean la misma (corrección con el cociente de densidades del combustible y de aire puros). Por otra, con respecto al caso no reactivo, existe una expansión del chorro debida precisamente a la diferencia de densidades inducida por la liberación de calor, que se tiene en cuenta mediante el segundo término⁷⁷. Además, esta definición incluye el chorro en reacción atérmica presentado antes, pues en dicho caso el factor de corrección por liberación de calor vale la unidad.

A partir de la definición del diámetro equivalente en reacción se puede plantear una equivalencia entre la tasa de mezcla de un chorro reactivo TM_{comb} y la del mismo chorro en condiciones inertes, TM_{mix} :

$$TM_{comb} \cdot d_{eq,comb} = TM_{mix} \cdot d_{eq} \rightarrow TM_{comb} = TM_{mix} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{comb,st}}{\rho_{mix,st}}}$$

que justificaría la disminución de englobamiento debido a la liberación de calor. Además, teniendo en cuenta el cambio en el diámetro equivalente, cabe plantear la hipótesis de si existe una normalización del chorro en función de $x/d_{eq,comb}$. Este punto se comprueba en la figura 5.14, en la que se han representado las mismas variables de la figura 5.9 en función de las coordenadas normalizadas x/d_{eq} y $x/d_{eq,comb}$ según se trate del chorro en mezcla inerte o reactiva, respectivamente. Se ha añadido la tasa de mezcla en el eje, habiéndose normalizado también esta con el factor $d_{eq,comb}/d_{eq}$ en el caso de combustión. Se verifica que el factor propuesto normaliza las evoluciones de las diversas variables sobre el eje, si bien únicamente hasta una distancia que en el caso de combustión es de aproximadamente $50d_{eq,comb}$, o lo que es lo mismo, hasta fracciones de mezcla del orden del 10%, tal como se podía deducir en la figura 5.11 .

Esta limitación no es tan grave si pensamos la obtención de leyes de escalado aplicables a los chorros Diesel en las condiciones de motor objeto de

⁷⁷Cabe decir que, debido a la poca influencia del peso molecular, se cumple que $\sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} \approx \sqrt{\frac{T_{comb,st}}{T_{mix,st}}}$, lo cual demuestra el papel de la temperatura en la expansión del chorro.

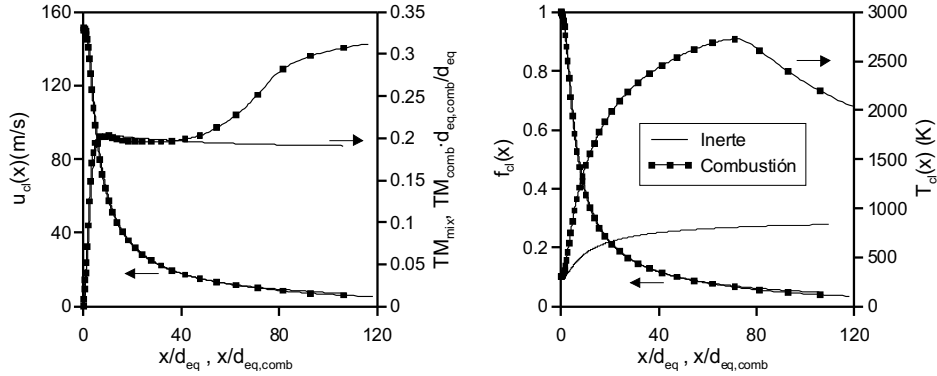


Figura 5.14: Comparación entre chorro inerte y reactivo. Resultados sobre el eje normalizados con el diámetro equivalente definido para mezcla o para combustión. Caso $C_{16}H_{34} - 900$ de la tabla 5.3 .

estudio en esta tesis. Recordemos que en el capítulo de introducción se hablaba de diámetros de orificio del orden de 0.2 mm , y densidades de aire en cámara entre $20 - 50 \text{ kg/m}^3$. Suponiendo un valor intermedio en este rango de 35 kg/m^3 , y una densidad de combustible de 830 kg/m^3 , el diámetro equivalente del problema sería del orden de 1 mm . A partir de los resultados de las simulaciones, se puede asumir un factor de expansión medio inducido por la combustión de 1.8 (tabla 5.4) para un combustible de elevado peso molecular. Ello supone un diámetro equivalente de reacción del orden de 1.8 mm en condiciones similares a las de motor. Si el límite de validez del escalado lo suponemos en $f = 0.1$, a unos $50 d_{eq}$ del origen, ello implica que se ubicaría a unos 90 mm de la tobera. Esta distancia es lo suficientemente elevada como para que no sea alcanzada durante el transcurso de una inyección con una duración convencional (hasta 2.0 ms).

Tacina y Dahm [6] proponen también una asimilación del comportamiento del chorro gaseoso reactivo al de mezcla inerte mediante dos leyes de escalado independientes en cada una de las dos zonas que caracterizan el chorro reactivo. Para ello definen un *diámetro equivalente efectivo* para cada una de ellas mediante extrapolación de las propiedades que tendrían los extremos del diagrama de fracciones de mezcla a partir de los valores de combustible y aire puros y las condiciones en el estequiométrico. La propuesta es razonable, pues como se acaba de decir la evolución es distinta en ambas, y no meramente una variación monótona de propiedades entre dos extremos. Sin embargo, hay varios aspectos dudosos. En primer lugar, el criterio que emplean estos autores para la definición de los diámetros equivalentes supone dependencias lineales entre temperatura y fracción de mezcla (si bien esta última representada en

base molar, en lugar de fracción másica) que no hemos podido corroborar, pues se basan en valores de c_p constante para la mezcla. Además, emplean para la validación datos experimentales que están en la mayoría de los casos en la zona inicial, con lo que tampoco demuestran la idoneidad de su escalado en la zona externa a la superficie estequiométrica. Es en esta zona externa donde la definición correcta de un diámetro equivalente efectivo es más incierta, tal como se ha visto en los resultados anteriores.

Longitud de llama

Hawthorne et al. [9] obtienen, a partir de datos experimentales de chorros gaseosos, que la longitud de llama FL se escala de acuerdo a la ley:

$$\frac{FL + x_o}{d_o} = \frac{5.3}{f_{st}} \left[\frac{\rho_{f,o}}{\rho_{comb,st}} \right]^{1/2} \quad (5.18)$$

donde x_o es la distancia del origen virtual del chorro desde $x = 0$, y el resto de parámetros ya han sido definidos. Esta ley de escalado la podemos reproducir a partir de las consideraciones teóricas realizadas, de manera que la ley de variación de la fracción de mezcla sobre el eje en el caso de la llama sigue la expresión:

$$f_{cl}(x) = \frac{k_1}{x} d_{eq} \sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} \quad (5.19)$$

Considerando que la longitud de llama se produce cuando se alcanza la fracción de mezcla estequiométrica, f_{st} , se deduce:

$$FL = x(f_{st}) = \frac{k_1}{f_{st}} d_o \sqrt{\frac{\rho_{f,o}}{\rho_{a,\infty}}} \sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} \quad (5.20)$$

Además, para los combustibles de mayor peso molecular estudiados se ha obtenido la relación:

$$\sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{a,\infty}}} \approx 1.09$$

muy similar a la unidad debido a la proximidad de la fracción de mezcla estequiométrica a 0. Sustituyendo este valor en la ecuación 5.20 e imponiendo $k_1 = 4.86$ se obtiene exactamente la expresión de Hawthorne et al. (ecuación 5.18). La constante k_1 obtenida toma un orden de magnitud muy similar al obtenido en el análisis del chorro gaseoso inerte (capítulo 4). Peters [3] llega

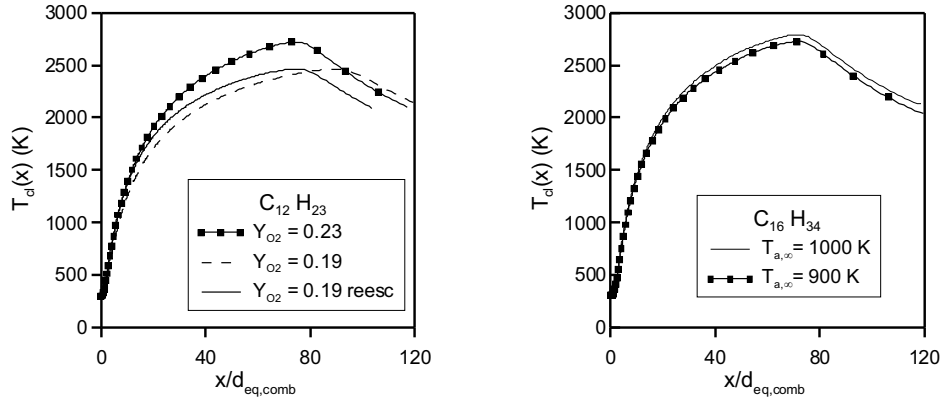


Figura 5.15: Aplicación de las leyes de escalado para el análisis de la temperatura en el eje.

mediante deducciones teóricas, y usando los datos experimentales de Hawthorne et al., a que en chorros gaseosos el número de Schmidt turbulento es igual a 0.71, valor similar al que deduce López para el chorro Diesel [2]. Para números de Schmidt distintos de la unidad hay que reescribir la ecuación 5.20 siguiendo la analogía del chorro isodenso:

$$f_{cl}(x) = \frac{k_1}{x} d_{eq} \frac{Sc + 1}{2} d_{eq} \sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}} \quad (5.21)$$

de forma que, suponiendo un número de Schmidt de 0.7 y el valor del cociente de densidades $\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{a,\infty}}$, se obtendría la expresión de Hawthorne et al. si imponemos $k_1 = 5.72$, valor todavía más parecido al obtenido de las simulaciones CFD del capítulo 4. Por tanto, a pesar de la limitación de la ley de escalado a fracciones de mezcla mayores de 10%, con ella también pueden obtenerse las tendencias de comportamiento de la superficie estequiométrica.

Como comprobación de la validez de las leyes de escalado anteriores para el análisis de variaciones de la longitud de llama ante cambios en las condiciones del aire se ha representado en la figura 5.15 la comparación entre los resultados de la temperatura en el eje para los dos casos simulados de combustibles con peso molecular más elevado ($C_{12}H_{23}$ y $C_{16}H_{34}$). En la parte derecha, se han situado los dos casos del hexadecano con variación de temperatura ambiente. Si se representan en función de x/d_{eq} , hay diferencia entre las coordenadas axiales en las cuales se alcanza la temperatura máxima (la superficie estequiométrica), pero en la figura se emplea $x/d_{eq,comb}$ como coordenada axial, de manera que los máximos de temperatura se alcanzan a la misma distancia normalizada respecto del origen. La diferencia entre los valo-

res de temperatura máxima se debe precisamente a la diferente temperatura ambiente.

En la figura izquierda se analiza el efecto que tiene la disminución de la concentración de oxígeno sobre la evolución axial de la temperatura empleando para ello el combustible $C_{12}H_{23}$. Se aprecia que al disminuir la cantidad de oxígeno, la temperatura máxima disminuye, y además la coordenada axial para la que se alcanza el valor máximo (la longitud de llama) se desplaza más lejos del origen del chorro. Hay que tener en cuenta que la fracción de mezcla estequiométrica para este combustible pasa de $f_{st} = 0.063$ en el caso de $Y_{O_2,\infty} = 0.23$ a $f_{st} = 0.053$ para $Y_{O_2,\infty} = 0.19$ (el combustible ha de llegar más lejos para obtener el oxígeno necesario). Si se corrige la coordenada axial normalizada para este último caso (en la figura, $Y_{O_2,\infty} = 0.19$ *reesc*):

$$\frac{x}{d_{eq,comb}} \cdot \frac{f_{st}(Y_{O_2,\infty} = 0.19)}{f_{st}(Y_{O_2,\infty} = 0.23)}$$

se observa que, efectivamente, el desplazamiento del máximo de la temperatura es debido únicamente al cambio en la cantidad de oxígeno necesario. El efecto térmico de expansión es tenido en cuenta mediante el reescalado del diámetro equivalente en combustión, pues ahora sí que se alcanza la temperatura máxima en la misma posición en ambos casos.

De acuerdo a la figura anterior, y puesto que la fracción de mezcla estequiométrica es del orden del 6% en la mayoría de combustibles (si $Y_{O_2,\infty} = 0.23$), la superficie estequiométrica en una llama estará situada del orden de $80 d_{eq,comb}$. Pensando en un chorro Diesel, para el que ya anteriormente habíamos supuesto un $d_{eq,comb}$ del orden de 1.8 mm , ello implicaría una longitud del frente de llama estabilizado de unos 145 mm para un chorro libre. Debido a la distancia libre existente hasta la pared de la cámara de combustión ($45 - 55 \text{ mm}$ en motores Heavy-Duty), podemos afirmar que *el chorro en combustión choca con la pared del bowl. Además, teniendo en cuenta los reducidos tiempos de inyección, muy probablemente no se estabilice el frente de llama en el transcurso de un proceso de inyección-combustión.*

Tiempos característicos de mezcla sobre el eje

Una última prueba de la validez del diámetro equivalente de reacción se puede obtener a partir de los tiempos característicos que tardaría una partícula que viaja sobre el eje en alcanzar una superficie con un cierto dosado. Este tiempo da una idea de la rapidez del proceso de mezcla, y, en un caso reactivo, de la tasa de combustión: tiempos de mezcla más cortos implican que la masa

de combustible tarda menos en ser quemada, indicando una liberación de calor más intensa. De hecho, Arrègle et al. [10, 11] relacionan dichos tiempos característicos de mezcla sobre el eje con el ‘*tiempo aparente de combustión (ACT)*’ (apartado 2.6), parámetro empleado para predecir de forma sencilla la tasa de liberación de calor en motor.

Se ha realizado el estudio para los casos de combustible con el peso molecular más elevado ($C_{12}H_{23}$ y $C_{16}H_{34}$). Como superficies características se han tomado la estequiométrica y la de dosado dos veces el estequiométrico, recordando que la equivalencia entre fracción de mezcla f y dosado F viene dada por:

$$F = \frac{f}{1 - f}$$

Con ello, las fracciones de mezcla de referencia para cada caso son las siguientes:

	$f(F_r = 1) = f_{st}$	$f(F_r = 2)$
$C_{12}H_{23} - Y_{O_2, \infty} = 0.23$	$6.33 \cdot 10^{-2}$	$11.91 \cdot 10^{-2}$
$C_{12}H_{23} - Y_{O_2, \infty} = 0.21$	$5.29 \cdot 10^{-2}$	$10.05 \cdot 10^{-2}$
$C_{16}H_{34} - Y_{O_2, \infty} = 0.23$	$6.22 \cdot 10^{-2}$	$11.71 \cdot 10^{-2}$

Tabla 5.5: Fracciones de mezcla estequiométricas y de dosado relativo 2.

Como se observa, para una fracción másica de oxígeno en el aire de 0.23 las fracciones de mezcla estequiométricas son en ambos casos del orden del 6%, mientras que, en el rango de fracciones másicas de interés, la fracción másica de dosado relativo 2 es prácticamente el doble de la estequiométrica. Según lo comentado anteriormente, las leyes de escalado serán válidas para estas últimas, que quedan por encima de 0.10, mientras que en el estequiométrico deberíamos observar diferencias al encontrarse por debajo del límite anterior.

Puesto que sobre el eje la única componente de la velocidad es la axial por simetría del problema, el tiempo característico de mezcla se define a partir de la expresión:

$$\tau_f = \int_{x=0}^{x=x_f} \frac{dx}{u_{cl}(x)} \quad (5.22)$$

donde x_f es la coordenada axial a la que se alcanza un cierto valor f de frac-

	Mezcla inerte		Combustión	
	$\tau_{mix, F_r=2}$	$\tau_{mix, f_{st}}$	$\tau_{comb, F_r=2}$	$\tau_{comb, f_{st}}$
$C_{12}H_{23} - Y_{O_2, \infty} = 0.23$	1.18	4.29	2.22	7.25
$C_{12}H_{23} - Y_{O_2, \infty} = 0.21$	1.66	6.22	2.95	9.90
$C_{16}H_{34} - T_{a, \infty} = 900 K$	1.17	4.24	2.25	7.26
$C_{16}H_{34} - T_{a, \infty} = 1000 K$	1.23	4.46	2.29	7.41

Tabla 5.6: Tiempos característicos de mezcla para los cálculos CFD. Valores en ms.

ción de mezcla⁷⁸. A partir de los cálculos numéricos, se obtienen los tiempos característicos de mezcla de la tabla 5.6, tanto para mezcla inerte como para combustión.

Se observa que efectivamente los tiempos característicos en que se alcanza la fracción estequiométrica son más largos que los que se tarda en alcanzar la superficie de dosado relativo 2. De igual forma, la combustión produce un incremento de estos tiempos característicos, lo cual se explica por el empeoramiento del proceso de mezcla debido a la liberación de calor. Estos tiempos se van a analizar en base a las leyes de escalado desarrolladas a lo largo de este capítulo para chorro en combustión y del empleo de los resultados del apéndice 4.C, donde se obtiene para el caso de mezcla inerte:

$$\tau_{mix, f} = \frac{k_1}{2} \frac{d_{eq}}{u_o \cdot Y_f^2} \quad (5.23)$$

y, siguiendo la analogía defendida entre mezcla inerte y reactiva, se propone para el caso de combustión:

$$\tau_{comb, f} = \frac{k_1}{2} \frac{d_{eq, comb}}{u_o \cdot f^2} \quad (5.24)$$

Estas ecuaciones indican que la relación entre el tiempo de mezcla para dosado relativo 2 y para el dosado estequiométrico debería seguir, tanto en mezcla inerte como en combustión, la ecuación:

$$\frac{\tau_{mix, f_{st}}}{\tau_{mix, F_r=2}} = \frac{\tau_{comb, f_{st}}}{\tau_{comb, F_r=2}} = \frac{f^2(F_r = 2)}{f_{st}^2} \quad (5.25)$$

⁷⁸Esta definición ya se ha usado en el capítulo 4 para el análisis de las trayectorias del combustible en el chorro isodenso.

	$\tau_{f_{st}}/\tau_{F_r=2}$		$f^2(F_r = 2)/f_{st}^2$
	Mez. Inerte	Combustión	
$C_{12}H_{23} - Y_{O_2,\infty} = 0.23$	3.651	3.266	3.54
$C_{12}H_{23} - Y_{O_2,\infty} = 0.19$	3.738	3.356	3.61
$C_{16}H_{34} - T_{a,\infty} = 900 K$	3.640	3.220	3.54
$C_{16}H_{34} - T_{a,\infty} = 1000 K$	3.629	3.232	3.54

Tabla 5.7: Cocientes de tiempos característicos de mezcla para chorro inerte o reactivo.

Los cocientes de los tiempos de mezcla procedentes de los cálculos numéricos aparecen en las dos primeras columnas de la tabla 5.7, y en la última columna de la misma se recogen las relaciones de los cuadrados de las fracciones de mezcla estequiométricas de la tabla 5.5. Comparando estos valores con los teóricos se observa que hay diferencias del orden del 2% en el caso de mezcla, mientras que en el caso de combustión pueden llegar a ser del 9%. Este resultado valida totalmente el escalado del chorro inerte, y también con ciertas limitaciones el escalado del chorro en combustión.

Por otra parte, si se compara para un dosado o fracción de mezcla constante la relación entre los tiempos característicos de mezcla y combustión, se cumple la siguiente proporcionalidad:

$$\left[\frac{\tau_{comb}}{\tau_{mix}} \right]_f = \frac{d_{eq,comb}}{d_{eq,mix}} \quad (5.26)$$

En la tabla 5.8 se recoge la relación entre dichos tiempos para las dos fracciones de mezcla consideradas (dos primeras columnas), así como las relaciones entre los diámetros equivalentes de mezcla y reacción (tercera columna). Se observa de nuevo que el comportamiento de los datos referentes a la fracción de mezcla de dosado relativo 2 se ajusta mejor a los razonamientos teóricos que en el caso de la fracción de mezcla estequiométrica.

En definitiva, el análisis de tiempos característicos confirma que la ley de escalado obtenida para el chorro de combustión es válida hasta fracciones de mezcla del orden del 10%. En base al análisis de tiempos característicos de mezcla existen desviaciones en el caso de la ubicación de la fracción de mezcla estequiométrica que, sin embargo, son en todos los casos del mismo orden de magnitud, lo cual lleva a pensar que el diámetro equivalente de combustión sigue siendo el factor controlante, pero que existe algún parámetro que influye de manera constante en la ubicación del frente de llama en el eje. Aún así, el

	$\left[\frac{\tau_{comb}}{\tau_{mix}} \right]_{F_r=2}$	$\left[\frac{\tau_{comb}}{\tau_{mix}} \right]_{f_{st}}$	$\frac{d_{eq,comb}}{d_{eq,mix}}$
$C_{12}H_{23}-Y_{O_2,\infty} = 0.23$	1.889	1.689	1.87
$C_{12}H_{23}-Y_{O_2,\infty} = 0.19$	1.773	1.592	1.76
$C_{16}H_{34}-T_{a,\infty} = 900 K$	1.933	1.711	1.92
$C_{16}H_{34}-T_{a,\infty} = 1000 K$	1.867	1.663	1.85

Tabla 5.8: Cocientes de tiempos característicos de mezcla para fracciones de mezcla estequiométrica o de dosado relativo 2.

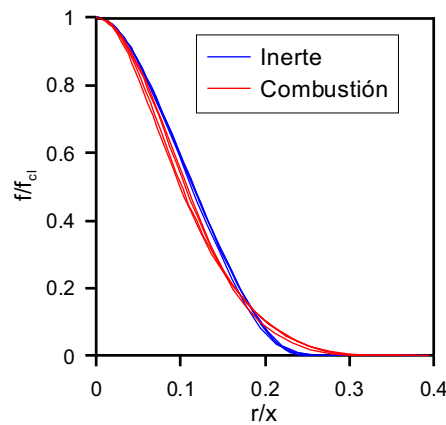


Figura 5.16: Comparación de perfiles radiales en mezcla inerte y combustión.

factor de escalado encontrado da una muy buena aproximación, con cálculos sencillos, del cambio de tamaño del chorro en reacción respecto al caso de mezcla inerte.

5.3.4 Distribución radial

Una vez estudiado el cambio en la distribución de propiedades en el eje debido al efecto de la liberación de calor, conviene también analizar qué ocurre con los perfiles radiales de las mismas, de manera que observemos si también se cumple la propiedad de similaridad que se da en el chorro inerte. La figura 5.16 muestra los perfiles radiales normalizados de fracción de mezcla para el caso $C_{12}H_{23} - 23$. Se han seleccionado las secciones perpendiculares al eje de $40d_{eq,comb}$, $60d_{eq,comb}$, $80d_{eq,comb}$ y $100d_{eq,comb}$. Como referencia, se han representado los mismos perfiles normalizados en una sección de $40d_{eq}$, $60d_{eq}$, $80d_{eq}$ y $100d_{eq}$ para el caso de mezcla inerte.

El primer hecho que se aprecia es que *en el caso de combustión hay una mayor dispersión en la forma de dichos perfiles respecto al caso de mezcla inerte*. En efecto, estos últimos tienen una superposición más clara, como corresponde a una evolución teóricamente normalizada, mientras que en combustión únicamente hay superposición en el caso de las secciones de $80d_{eq,comb}$ y $100d_{eq,comb}$, esto es, pasado el frente estequiométrico.

Otro aspecto notable es el hecho de que *los perfiles de mezcla inerte y combustión tienen una forma ligeramente diferente*. En el caso de combustión, la pendiente es mayor en las proximidades del eje que en el caso de mezcla. Sin embargo, esta pendiente va suavizándose al ir alejándonos del eje, de manera que llega un momento en que se cortan los perfiles de mezcla y de combustión en un valor del perfil normalizado del orden de 0.1 ($r/x \sim 0.18$). A partir de este punto el perfil normalizado de combustión va por encima del de mezcla. Este cruce de perfiles es importante, pues según definamos el porcentaje límite del chorro podríamos encontrarnos con ángulos de chorros mayores en mezcla que en combustión o viceversa (capítulo 4).

Las tendencias anteriores coinciden en gran parte con los resultados experimentales de Muñiz y Mungal [7], ya mencionados en el apartado anterior. Estos autores observan en sus resultados experimentales dos aspectos que aparecen en la figura anterior:

- Los perfiles radiales de velocidad axial se ajustan, en el caso inerte, a una función gaussiana de la forma $\exp(-k_2(r/x)^2)$, mientras que, en el caso de chorro reactivo, hay una desviación respecto este tipo de perfil, de manera que los autores indican que el ajuste es bueno para una función del tipo $\exp(-k_2(r/x)^a)$, con a del orden de 1.65 y 1.75, respectivamente, en los dos casos de estudio. Si bien esta desviación entre mezcla inerte y reacción también aparece en los cálculos realizados (figura 5.16), al revisar la función del perfil normalizado siguiendo esta misma filosofía el valor de exponente a obtenido no se modifica apenas respecto al caso inerte, oscilando entre 1.945 y 2.085 según los casos ($\pm 5\%$). Lo que sí que se modifica, evidentemente, es la constante k_2 del perfil, que puede variar hasta un 20% entre las diversas secciones estudiadas.
- Otro aspecto observado por Han y Mungal es que las llamas tienen una anchura menor que los chorros inertes si se define esta anchura, como suele ser usual, para un valor del perfil normalizado del 50%. Sin embargo, los perfiles reactivos son más anchos que los inertes si el límite del chorro se define en el 1%. Este hecho es consecuencia de la intersección entre los perfiles normalizados de mezcla y combustión, que se da en los

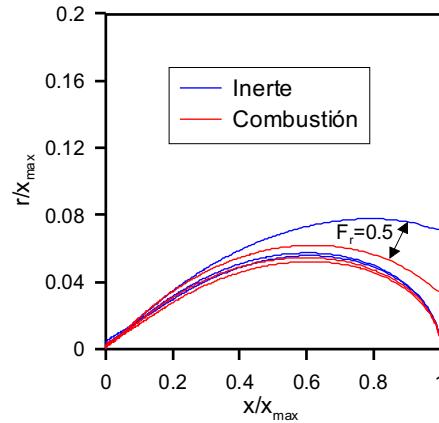


Figura 5.17: Comparación de isosuperficies de dosado relativo 2, 1 y 0.5 en mezcla inerte y combustión.

resultados experimentales de estos autores y también en la figura 5.16. En los diversos cálculos realizados el punto de corte depende del caso concreto, e incluso puede darse para valores muy bajos del perfil normalizado, con lo que no se daría apenas diferencia entre el radio de un chorro inerte y el de uno reactivo. En este sentido, el cálculo CFD no da una solución unívoca.

Así pues, parece que la combustión induce una cierta variación en la función exacta que representa los perfiles normalizados radiales para las propiedades de un chorro. Este hecho es importante, puesto que para la obtención, por ejemplo, de las relaciones entre las constantes k_1 , k_2 y k_3 de las expresiones analíticas del chorro se emplean estas funciones. Sin embargo, como se acaba de comentar, estas diferencias no son excesivamente elevadas, y para un tratamiento aproximado podría seguir manteniéndose el perfil gaussiano. Dos aspectos demuestran este punto:

- Las isosuperficies apenas cambian de forma al compararlas. En la figura 5.17 se ha representado, para el mismo caso que el de la figura 5.16, las isosuperficies de dosado relativo 2, 1 y 0.5. Estas han sido normalizadas respecto a su coordenada axial máxima (punto de intersección con el eje) para analizar únicamente la forma de la curva. Se aprecia que tanto en mezcla inerte como en combustión la isosuperficie de dosado relativo 0.5 es la única que claramente se desmarca del resto, probablemente debido a que se trata de niveles de concentración tan bajos que

la isosuperficie se sale del dominio de cálculo. Las otras dos isosuperficies están prácticamente superpuestas entre ellas, con una dispersión relativamente reducida.

- Si el cálculo de ‘pseudo-trayectorias’ planteado en el apartado 4.3.6 para el chorro isodenso se realiza a partir de los cálculos CFD de chorro reactivo se obtienen también trayectorias casi rectas de la masa procedente del orificio hasta las diversas superficies estequiométricas, de forma análoga al caso inerte (figura 4.8).

A pesar de todo, pensamos que este punto requiere un estudio más detallado, apoyado en resultados experimentales, pues la única evidencia que se tiene para el caso de chorros en combustión con combustible de elevado peso molecular es la de las simulaciones numéricas. Si bien estas coinciden con los resultados experimentales antes comentados, habría que comprobar este punto en casos más parecidos al del chorro Diesel bajo condiciones de motor.

5.3.5 Levantamiento de llama

Por último, conviene considerar el caso del chorro gaseoso en combustión en el cual aparece el levantamiento de llama, puesto que es un fenómeno que se da en la combustión de chorros Diesel, tal como se ha descrito en el apartado 2.6.1, y que también tiene lugar en los chorros gaseosos en combustión bajo ciertas condiciones. Para apoyar las tesis aquí defendidas se va a recurrir de nuevo a simulaciones numéricas mediante dos modelos diferentes de combustión, descritos en 3.2. Uno de ellos, que designaremos con las siglas *ED* (*Eddy Dissipation*), limita la tasa de combustión únicamente mediante la tasa de mezcla turbulenta entre reactivos. El otro de ellos calcula tanto la tasa de reacción procedente de la turbulencia, como otra limitada por cinética (temperatura y concentraciones locales) de manera que la liberación de calor está controlada por la tasa más lenta de entre la de cinética y la de reacción. Con este último modelo, que designaremos con las siglas *FRED* (*Finite Rate – Eddy Dissipation*) sí que se puede simular el efecto de levantamiento de llama, pues en las proximidades de la tobera la tasa de combustión por mezcla es muy elevada, pero hay limitaciones en la cinética que hacen que el frente de llama no pueda llegar hasta el origen del chorro. Frente a ello, el modelo *ED* (con el cual se han realizado la mayoría de las simulaciones del apartado anterior) no tiene limitación alguna en cuanto a cinética, y permite calcular un frente de llama que llega hasta el origen. Los resultados aquí presentados proceden de cálculos numéricos con las condiciones de contornos descritas en la tabla 5.9.

Nombre	$C_4H_{10} - 750$	$C_{12}H_{23} - 23$
Combustible	C_4H_{10}	$C_{12}H_{23}$
Aire		N_2, O_2
$Y_{O_2, \infty}$		0.23
$P(MPa)$		8.1
$T_{f,o}(K)$		300
$T_{a, \infty}(K)$	750	1000
$\rho_{f,o}/\rho_{a, \infty}$	5.03	17.38
$u_o (m/s)$	300	173
$d_o (\mu m)$	410	250
$d_{eq} (\mu m)$	920	1042

Tabla 5.9: Datos de la simulación numérica de chorros en combustión con presencia de levantamiento de llama.

La figura 5.18, presenta los perfiles axiales de fracción de mezcla, velocidad y temperatura en los casos de mezcla inerte y reacción, con y sin levantamiento de llama (modelos FRED y ED, respectivamente). Se aprecia una diferencia notable entre ambos modelos únicamente en la zona cercana a la tobera, como consecuencia de la presencia o ausencia de reacción. En la zona en que ambos suponen reacción, los resultados son prácticamente idénticos. En cambio, en el caso con levantamiento de llama la distribución axial de velocidad, fracción de mezcla y temperatura se superponen en la zona cercana a la tobera con las del chorro inerte.

Se puede generalizar que tanto en el eje como a lo largo de diversas secciones, el comportamiento del chorro en cada zona es el de un chorro inerte o reactivo, según corresponda. Así pues, las leyes de escalado analizadas a lo largo del estudio de chorros gaseosos se aplicarán dependiendo de la zona del chorro, bien en mezcla inerte (d_{eq}) o en reacción ($d_{eq,comb}$). Ello implica que la longitud axial de la superficie estequiométrica no depende de que la llama tenga una mayor o menor longitud de lift-off, aspecto que ha sido comprobado experimentalmente para chorros gaseosos [12].

La caracterización exacta del comportamiento del chorro depende de la ubicación de la transición entre ambas zonas, la longitud de lift-off, así como de la anchura de esta zona de transición. Entre los casos representados se observan grandes diferencias tanto en ubicación como en anchura. Si bien el primer parámetro (la longitud de lift-off) será objeto de estudio experimental en el capítulo 7, la anchura de esta zona es altamente complicada de medir experimentalmente. Más aún, puesto que supone un fenómeno de combustión

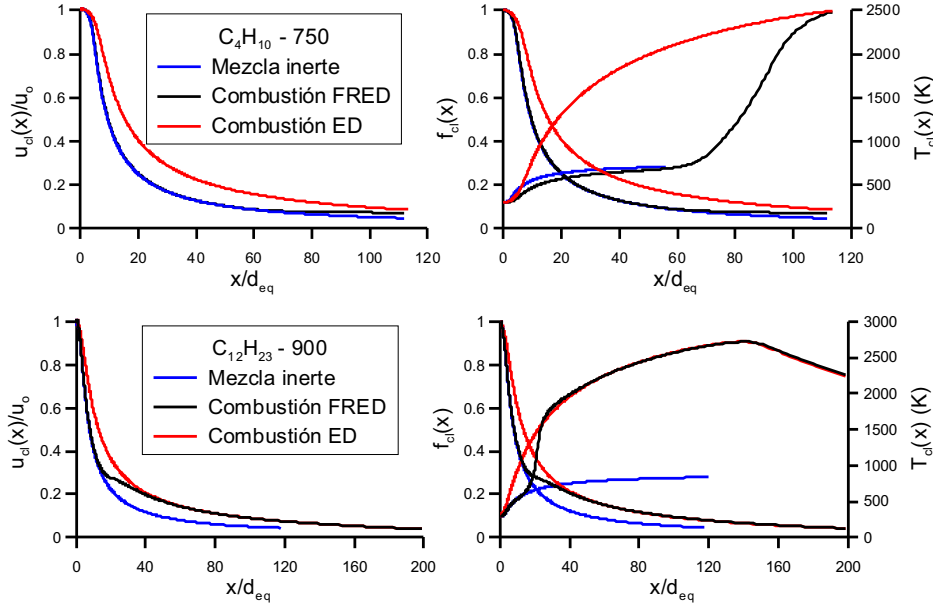


Figura 5.18: Resultados sobre el eje de las simulaciones para el estudio del levantamiento de llama.

parcialmente premezclada, en el cual se combinan efectos fluidodinámicos y químicos que lo alejan de condiciones de equilibrio químico, no existe la posibilidad de realizar un análisis simplificado como los empleados a lo largo de estos capítulos.

5.3.6 Conclusiones

El estudio del chorro gaseoso turbulento en combustión, y la comparación con el chorro en mezcla inerte y en combustión atérmica mediante la fracción de mezcla, ha demostrado que el efecto de la liberación de calor se traduce en un crecimiento del chorro debido exclusivamente a los cambios en el campo de temperaturas, y por tanto de densidades. El cambio en *composición local* puede ser caracterizado de nuevo mediante el concepto de *fracción de mezcla*, desarrollado para el caso más sencillo de reacción atérmica, empleado conjuntamente con las *relaciones de estado* con el fin de calcular la temperatura.

En cuanto al *crecimiento axial*, se ha obtenido una ley de escalado para cuantificar el aumento de tamaño del chorro reactivo frente al inerte. Dicha ley se basa en el cambio de densidad entre los estados de mezcla inerte y combustión en condiciones estequiométricas, y está apoyada en resultados teóricos y

experimentales. El escalado obtenido es válido hasta fracciones de mezcla del orden del 10%, que, trasladado al caso del chorro Diesel, debería ser suficiente para explicar el comportamiento del mismo en condiciones de motor, teniendo en cuenta la corta duración de las inyecciones y la presencia de la pared.

En cuanto a la *expansión radial*, parece que los perfiles radiales sufren cambios respecto al caso inerte, alejándose ligeramente del perfil gaussiano $\exp(-k_2(r/x)^2)$. Se ha llegado a la misma conclusión mediante cálculos numéricos y experimentales de la literatura. En consecuencia, dependiendo de cómo se defina el límite del chorro, se puede dar un ángulo del chorro menor o mayor en mezcla que en combustión.

Un aspecto al que no se ha prestado atención en este capítulo es el de los números adimensionales efectivos que relacionan las ecuaciones de la cantidad de movimiento con las de especies (Schmidt) y energía (Prandtl). Sobre el número de Schmidt ya se habló al estudiar el chorro inerte isodenso, encontrándose los factores de cambio de las distribuciones de fracciones másicas al tomar este parámetro valores distintos de uno. En el caso reactivo, la postura es la misma que en el chorro no isodenso con diferencia de temperaturas: la obtención de la solución sencilla para la ecuación de la energía (formulación de Shvab-Zeldovich) presupone un número de Lewis con valor la unidad. Debido a ello, el número de Prandtl efectivo necesariamente toma un valor igual al de Schmidt. Ello implica que las relaciones de estado no dependen al cambiar los números de Schmidt y Prandtl, de manera que conocida la distribución de la fracción de mezcla con número de Schmidt distinto de 1 (mediante la aplicación de la ecuación 4.18) es inmediato conocer la distribución de la entalpía y por tanto del resto de propiedades termodinámicas, al igual que en el chorro inerte no isodenso.

Las consideraciones anteriores indican que el estudio del chorro gaseoso en combustión mediante ecuaciones sencillas presenta unas limitaciones algo mayores que el del chorro en mezcla inerte. Las leyes de escalado y los perfiles radiales analizados muestran que puede seguir manteniéndose esta forma de estudio sencillo del chorro gaseoso. Si bien ya no existe una simetría tan exacta como en el caso inerte, el comportamiento global del chorro no difiere demasiado en los casos de mezcla inerte y reactiva, siendo las distinciones de carácter más local, con lo que los resultados de este apartado se podrán aplicar para el estudio de la combustión de chorros Diesel.

Bibliografía

- [1] Spalding D. B. *Combustion and Mass Transfer*. Pergamon Press, 1979.

-
- [2] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [3] Peters N. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, London, 2000.
- [4] Turns S. R. *An Introduction to Combustion*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1996.
- [5] Han D. y Mungal M. G. “Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in co-flow”. *Combust. Flame*, Vol. 132, pp. 565–590, 2003.
- [6] Tacina K. M. y Dahm W. J. A. “Effects of heat release on turbulent shear flows. Part 1. A general equivalence principle for non-buoyant flows and its application to turbulent jet flames”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 415, pp. 23–44, 2000.
- [7] Muñoz L. y Mungal M. G. “Effects of heat release and buoyancy on flow structure and entrainment in turbulent nonpremixed flames”. *Combust. Flame*, Vol. 126, pp. 1402–1420, 2001.
- [8] Han D. y Mungal M. G. “Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets”. *Combust. Flame*, Vol. 124, pp. 370–386, 2001.
- [9] Hawthorne W. R., Weddell D. S. y Hottel H. C. “Mixing and combustion of turbulent gas jets”. *Third Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*, pp. 266–288, 1949.
- [10] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1301–1317, 2003.
- [11] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 2: Analysis of the transient initial and final diffusion combustion phases”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1319–1331, 2003.
- [12] Becker H. A. y Liang D. “Visible length of vertical free turbulent diffusion flames”. *Combust. Flame*, Vol. 32, pp. 115–137, 1978.

Capítulo 6

Análisis del chorro Diesel: procesos de evaporación y autoencendido

Contenido

6.1	Introducción	220
6.2	Estudio de la evaporación del chorro Diesel en ambiente inerte	222
6.2.1	Estructura del chorro Diesel evaporativo	222
6.2.2	Cálculo de las propiedades locales	224
6.2.3	Distribución espacial de propiedades	231
6.2.4	Ley de escalado para la longitud líquida máxima	234
6.2.5	Contrastación experimental	237
6.3	Aportaciones al estudio del proceso de autoencendido	256
6.3.1	Planteamiento	256
6.3.2	Definición de parámetros	260
6.3.3	Análisis de resultados	261
6.4	Conclusiones	279
6.4.1	Estudio del chorro Diesel evaporativo	279
6.4.2	Proceso de autoencendido	280
6.A	Apéndice: Deducción de la relación entre la proporción de masa evaporada y los incrementos de entalpía	281
6.B	Apéndice: Ecuaciones para la definición de las propiedades en los equilibrios líquido-vapor	282

6.1 Introducción

Completada en los capítulos 4 y 5 la descripción del chorro gaseoso, comienza en el presente capítulo el estudio del comportamiento del chorro Diesel. Recordemos que uno de los objetivos de la tesis era el análisis completo del chorro Diesel en condiciones de motor, partiendo para ello del conocimiento existente acerca del mismo en condiciones isothermas y del estudio detallado del chorro gaseoso. Como paso intermedio entre estos casos más sencillos y el problema final se realiza aquí el análisis del chorro Diesel evaporativo, esto es, inyectado en un ambiente a diferente densidad y temperatura, tal como ocurre en motor, pero con la diferencia sustancial de que no existe reacción química, con lo que no hay modificación importante de la estructura del mismo debido a la liberación de calor. En un segundo apartado se va a extender este análisis al proceso de autoencendido, como fenómeno característico y fundamental en el proceso de combustión Diesel. Para ello se va a suponer una estructura de chorro inerte, hipótesis relativamente aceptable las dos fases de retraso al autoencendido previas a la liberación de calor a elevada temperatura (apartado 2.4).

El análisis realizado, siguiendo la filosofía de trabajo de esta tesis, busca la comparación entre el objeto de estudio y un problema más sencillo de analizar. En este caso las referencias son el chorro gaseoso en ambiente inerte no isotermo (apartado 4.4) y el chorro Diesel isotermo, estudiado con detalle en los trabajos de Correas [1] y López [2]. Frente a ambos casos, podemos decir que hay tres aspectos básicos que tener en cuenta⁷⁹:

- En primer lugar, *el fenómeno de atomización*, esto es, la rotura de la fase líquida y creación de la interfase combustible-aire, que en el caso del chorro gaseoso no existe. Hasta que no se cree esta interfase, los fenómenos de mezcla turbulenta no se asemejan a los del chorro gaseoso. Afortunadamente, a partir del estado del conocimiento (apartado 2.3.1) se deduce que, en las condiciones de contorno propuestas en el marco de esta tesis, y tal como ya ocurría en el chorro Diesel isotermo, se puede asumir que la atomización es completa desde prácticamente el orificio

⁷⁹De acuerdo a las premisas del capítulo 2, en el marco de esta tesis se va a obviar el problema de la cavitación.

de la tobera. La interfase combustible-aire existe muy pronto y el comportamiento se asemeja mucho al de un chorro gaseoso. Además, debido al proceso de evaporación el chorro Diesel pasa a ser un chorro gaseoso salvo en la parte inicial, lo que resta importancia al estudio del proceso de atomización tal como se realizaría en un chorro isoterma, con procesos de atomización primaria, coalescencia y atomización secundaria. Por ello, y de acuerdo a las conclusiones del capítulo 2, este fenómeno se va a obviar en el análisis realizado en el presente capítulo.

- En segundo lugar, *el cambio de las propiedades locales* como consecuencia de los intercambios de masa y energía, que inducen el *proceso de evaporación*, esto es, el cambio de fase del combustible líquido gracias al aire caliente englobado. Este fenómeno es exclusivo del chorro Diesel en ambiente evaporativo, pues no aparece en los chorros gaseosos ni en los chorros Diesel isotermos. Sin embargo, el estado del conocimiento (apartado 2.3.2) indica que el proceso de evaporación del chorro Diesel está controlado por mezcla, por lo que se va a realizar un análisis que extiende al chorro Diesel las relaciones de estado, presentadas en el capítulo 4 para chorros gaseosos, con el fin de formalizar la descripción del proceso de evaporación desde un punto de vista tal que se sigue tratando al chorro Diesel como un chorro gaseoso. En definitiva, se trata de buscar unas relaciones de estado que puedan tener en cuenta el cambio de estado del combustible líquido, tanto a efectos de composición como de cambio de temperatura.
- Por último, *el cambio en la distribución espacial de las propiedades* del chorro Diesel en condiciones inertes frente al gaseoso. Se ha comprobado en el capítulo 4 que la caracterización de este último es relativamente sencilla, con expresiones analíticas que permiten expresar la distribución espacial de propiedades en función básicamente del diámetro equivalente del problema, d_{eq} . En el caso del chorro Diesel, ya sea en condiciones isotermas o de evaporación, y tal como indican López [2], Correas [1] o Naber y Siebers [3] entre otros, además del diámetro equivalente hay que tener en cuenta que el ángulo del chorro (y, por tanto, la tasa de mezcla en el eje o la viscosidad turbulenta) sí que cambia al variar las condiciones del problema. Esta diferencia de comportamientos se suele afrontar de forma ‘externa’, imponiendo un valor del ángulo del chorro a partir de una ley experimental que hace depender este parámetro de las condiciones ambientales o del tipo de tobera.

El resto de aspectos del chorro Diesel evaporativo (perfiles radiales, movimientos difusivos radiales, ...) se toman por hipótesis idénticos al chorro

Diesel isoterma y al gaseoso. En consecuencia, y habida cuenta que el proceso de atomización no es controlante en la evolución del chorro, el estudio de la evaporación en chorros Diesel se va a reducir al análisis del cambio en las propiedades locales y en las leyes de escalado (tamaño) respecto al chorro gaseoso y al Diesel isoterma. De acuerdo con ello, el primer punto del capítulo se dedica al análisis de estas dos diferencias. Como consecuencia de este análisis se deduce una ley de escalado teórica para la longitud líquida máxima de un chorro Diesel. Esta ley es comparada con los resultados de una serie de estudios de tipo experimental acerca de la evaporación en entornos cercanos a los de motor real.

Como aplicación del análisis del chorro evaporativo, el segundo apartado del capítulo se dedica al estudio de la fase de retraso y de la combustión premezclada, lo que en el capítulo 2 se ha llamado autoencendido del chorro. El punto de vista elegido para este caso es el análisis de una serie de ensayos experimentales realizados en condiciones controladas. No se va a entrar en el estudio de la cinética del autoencendido, que queda fuera de los objetivos de la tesis. Los argumentos empleados son razonamientos derivados de la descripción del chorro Diesel evaporativo y del consiguiente proceso de mezcla entre el combustible y el aire, apoyados en el modelo de chorro isoterma desarrollado por López [2]. Con estas consideraciones se intenta arrojar luz sobre esta fase de la combustión, sin duda todavía difícil de entender, pero de gran importancia debido al creciente uso de los motores de combustión homogénea.

6.2 Estudio de la evaporación del chorro Diesel en ambiente inerte

6.2.1 Estructura del chorro Diesel evaporativo

La figura 6.1 muestra una imagen instantánea de un chorro Diesel en ambiente evaporativo en el momento en que ya se ha estabilizado la longitud máxima líquida. La imagen ha sido obtenida mediante la técnica de iluminación trasera difusa (véase 3.4.1) en el motor maqueta descrito en el apartado 3.3.1, que permite obtener el contorno máximo alcanzado por la fase líquida del chorro Diesel. En la parte inferior de la figura se ha incluido un esquema explicativo, en el que hay una zona (marcada como *Zona I: L+V+A*) más próxima a la tobera en la cual está ocurriendo la evaporación, con presencia de combustible líquido (L), vapor (V) y aire (A), correspondiendo toda esta zona a la silueta negra que se observa en la imagen. Recorriendo esta última de izquierda a derecha se observan dos aspectos que cabe reseñar. En primer

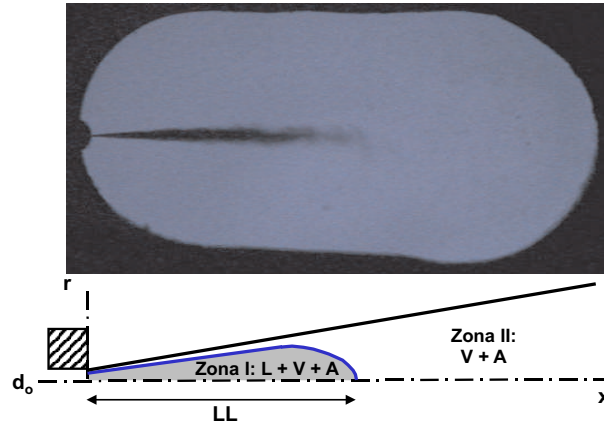


Figura 6.1: Estructura del chorro Diesel en condiciones de evaporación. **Arriba,** imagen obtenida mediante la técnica de iluminación trasera difusa. $P_{inj} = 300 \text{ bar}$ - $d_o = 119 \mu\text{m}$ - $\rho = 18.9 \text{ kg/m}^3$ - $T = 910 \text{ K}$. **Abajo,** esquema explicativo.

lugar, la silueta negra del chorro cada vez es más tenue, correspondiendo a la disminución de concentración de líquido como consecuencia de la formación de vapor que no es detectado por la técnica. Por otra parte, la anchura de la fase líquida observada en la imagen, que inicialmente es lineal con la distancia, toma un valor constante a partir de aproximadamente un tercio de la longitud líquida máxima, para finalmente anularse al alcanzar la longitud líquida máxima. La forma del contorno de la fase líquida no es, pues, cónica, sino que, de acuerdo a la hipótesis de evaporación controlada por mezcla se corresponde con una isosuperficie correspondiente a una fracción másica de combustible característica $Y_{f,evap}$ que posteriormente definiremos.

Hay además una zona externa (marcada como *Zona II: V+A*) en la cual únicamente hay combustible en fase vapor (V) y aire (A), y que en la imagen no se puede apreciar debido a la técnica óptica empleada. Estudios como el de Juliá [4] o Naber y Siebers [3] muestran cómo la estructura global del chorro Diesel crece de forma cónica tanto en ambientes evaporativos como en ambientes isoterms, tal como queda reflejado en el esquema de la parte inferior de la figura. Este aspecto cónico de la sección total del chorro también es compartido con los chorros gaseosos, e indica que el parámetro ángulo del chorro θ sigue teniendo el sentido que se le daba en el caso del chorro Diesel isoterms, definiendo la zona de influencia del mismo.

6.2.2 Cálculo de las propiedades locales

Tal como ya indica Faeth [5], a la hora de afrontar el modelado de los chorros bifásicos caben dos posturas:

- *Modelos de flujo localmente homogéneo*, en los que se supone que las fases líquida y gaseosa están en equilibrio dinámico y térmico. Este tipo de modelos está más en sintonía con el tratamiento dado a los chorros gaseosos, suponiendo que en cada punto del chorro las propiedades son el resultado de un estados de equilibrio locales.
- *Modelos de flujo separado*, en los que se consideran los efectos de las tasas de transporte limitadas entre las diversas fases. En este caso, las gotas de combustible líquido no tienen necesariamente que estar en equilibrio con el ambiente inmediato, pudiendo tener diferente velocidad o temperatura que el ambiente que las rodea. Computacionalmente son mucho más costosos que los anteriores.

Faeth indica que los modelos de flujo homogéneo serían exactos en el caso límite de chorros compuestos de gotas infinitamente pequeñas, y que los modelos de flujo separado son los más exactos para aplicaciones prácticas. Los primeros representan el caso en el que la evaporación está controlada por el proceso de mezcla entre el aire y el combustible, aspecto aplicable al caso del chorro Diesel, tal como se recoge en el apartado 2.3.2. En los segundos, son los fenómenos de difusión entre especies los que controlan el cambio de fase. Faeth cita en su revisión similitudes entre la estructura de llamas gaseosas y de chorros líquidos con gotas con un tamaño del orden de $10 - 20 \mu m$ cuando ambos tienen la misma estequiometría y cantidad de movimiento. Bajo las condiciones de motor aquí estudiadas, el proceso de atomización se completa prácticamente desde la salida del inyector, y el reducido tamaño de gota permite obtener una descripción sencilla de los procesos que ocurren dentro del chorro desde la óptica de los modelos de flujo localmente homogéneo. Por tanto seguiremos este camino para tener una idea sencilla pero bastante realista de cómo cambian las propiedades en el interior de un chorro Diesel evaporativo. Partiendo de las mismas hipótesis que en el caso de un chorro gaseoso no isoterma (hipótesis 1 a 9 del apartado 4.2) se van a obtener unas relaciones de estado adecuadas para tener en cuenta el efecto de la evaporación sobre las propiedades locales, puesto que ahora habrá que considerar que el combustible puede estar en fase líquida o vapor, si bien a nivel local ambas fases estarán a la misma temperatura.

Hipótesis

Para el cálculo de las propiedades locales del chorro evaporativo se hace necesario introducir las siguientes hipótesis referidas al equilibrio líquido-vapor⁸⁰:

1. El combustible puede ser tratado como una sustancia monocomponente que está en fase líquido y vapor o únicamente vapor.
2. El combustible líquido no absorbe aire.
3. En el caso de presencia de dos fases para el combustible (zona I), se adopta la hipótesis de que las propiedades de ambas (temperatura, composición y densidad) serán las de saturación del equilibrio líquido-vapor. Estas condiciones son las que se denominan *de saturación adiabática* [6].
4. Debido precisamente a la presencia del fenómeno de evaporación, las propiedades del combustible y del aire son descritas mediante ecuaciones adecuadas para sustancias reales, abandonando así la hipótesis de gas ideal empleada para chorros gaseosos. De forma análoga a Siebers [7], las ecuaciones de estado para el combustible evaporado y el aire en el seno de la mezcla son, respectivamente:

$$\begin{aligned} z_{f,v}(T, P_{f,v}) &= \frac{PM_f \cdot P_{f,v}}{\rho_{f,v}^* \cdot R \cdot T} \\ z_a(T, P_a) &= \frac{PM_a \cdot P_a}{\rho_a^* \cdot R \cdot T} \end{aligned} \quad (6.1)$$

donde z_f y z_a son los factores de compresibilidad, P_f y P_a las presiones parciales, PM_f y PM_a los pesos moleculares y $\rho_{f,v}^*$ y ρ_a^* las densidades parciales en la mezcla del combustible evaporado y del aire, respectivamente⁸¹.

5. Para el cálculo de las presiones parciales de cada componente se asume que se cumplen las leyes de Raoult (referida al equilibrio líquido-vapor) y Dalton (referida al equilibrio entre fases gaseosas). Ello implica que:

⁸⁰Con el fin de agilizar la nomenclatura, se prescinde de hacer explícita la dependencia de cada propiedad con la posición (x, r) . Así por ejemplo, $Y_f = Y_f(x, r)$, y de la misma manera para el resto de propiedades. En el caso de las entalpías, y con el fin de facilitar el seguimiento de los razonamientos, se emplea el convenio de poner entre paréntesis la temperatura a la que está calculada la entalpía, que puede ser la temperatura local T o la temperatura del aire o combustible puros $T_{a,\infty}$ y $T_{f,o}$, respectivamente.

⁸¹Kilogramos de especie por metro cúbico de mezcla.

- En la zona I, donde coexisten combustible líquido y vapor, la presión parcial del combustible vapor $P_{f,v}$ viene dada por la ecuación: $P_{f,v} = P_{f,sat}(T)$, donde $P_{f,sat}(T)$ es la presión de saturación del combustible a la temperatura local T .
 - En la zona II donde únicamente hay combustible evaporado, no existe la limitación de la presión parcial del combustible por las condiciones de saturación, sino únicamente por la cantidad de combustible presente.
 - La presión parcial del aire P_a se puede obtener en ambas zonas a partir de la presión total P y la presión parcial del combustible: $P_a = P - P_{f,v}$
6. La entalpía específica de la mezcla en un punto $h(T)$ se calcula según una hipótesis de mezcla ideal en la que el valor de esta variable para cada componente en el seno de la mezcla (aire, combustible líquido y vapor) es el mismo que si el componente estuviera aislado del resto, y la entalpía de la mezcla es la suma de las entalpías aportadas por cada componente:

$$h(T) = Y_{f,l} \cdot h_{f,l}(T) + Y_{f,v} \cdot h_{f,v}(T) + Y_a \cdot h_a(T)$$

En el caso del combustible hay que tener en cuenta la entalpía sensible y la de evaporación dependiendo de si es líquido o vapor. En el caso del aire, únicamente la sensible.

7. Por último, para el cálculo de la densidad de la mezcla ρ se emplea la expresión:

$$\rho = \left[\frac{Y_{f,l}}{\rho_{f,l}} + \frac{Y_{f,v}}{\rho_{f,v}} + \frac{Y_a}{\rho_a} \right]^{-1}$$

en la cual se usan las densidades de cada componente puro i a la temperatura y presión de la mezcla, ρ_i , bajo la hipótesis de mezcla ideal de sustancias reales⁸².

Relaciones de estado

De acuerdo a la analogía con el chorro gaseoso no isoterma en ambiente inerte, las relaciones de estado para el chorro Diesel evaporativo relacionan cada valor de fracción másica de combustible Y_f con la composición (fracción

⁸²Nótese que ρ_i son kilogramos por metro cúbico de especie pura i , mientras que ρ_i^* son kilogramos de especie pura i por metro cúbico de mezcla.

másica de combustible líquido, vapor y aire) y temperatura locales. Con el fin de resolver la relación de estado habría que hacer uso de la ecuación 4.35 (Le=1):

$$Y_f = Y_{f,l} + Y_{f,v} = \frac{h - h_{a,\infty}}{h_{f,o} - h_{a,\infty}} \quad (6.2)$$

Puesto que las hipótesis seguidas son análogas a las de chorro gaseoso, esta ecuación es válida en cualquiera de las dos zonas que se han distinguido al analizar la estructura del chorro evaporativo (figura 6.1), del mismo modo que el cálculo de las propiedades del aire es idéntico en ambas. Sin embargo, para plantear la resolución completa hay que distinguir entre ambas zonas:

Zona I: Combustible líquido y vapor

En este caso la composición y la temperatura están acopladas en la ecuación de la energía, tal como se puede ver en las hipótesis planteadas anteriormente. Dada una fracción másica de combustible Y_f , no se sabe a priori qué parte está evaporada, $Y_{f,v}$, y cuál no, $Y_{f,l}$. Por ello, mientras que para el chorro gaseoso se calculaba la composición y, posteriormente, la temperatura mediante la ecuación de la energía (véase apartado 4.4), aquí hay que desacoplar de alguna forma las ecuaciones de estado de la mezcla y la de la energía, con el fin de resolver cuánta masa de combustible se ha evaporado y a qué temperatura. Para ello, de acuerdo a la deducción del apéndice 6.A, se puede reescribir la ecuación 6.2 para dejarla con la siguiente expresión:

$$\frac{Y_{f,v}}{Y_a} = \frac{h_{a,\infty} - h_a(T) - \frac{Y_f}{1-Y_f} (h_{f,l}(T) - h_{f,o})}{\Delta h_{f,v}(T)} \quad (6.3)$$

donde $\Delta h_{f,v}(T)$ es la entalpía de vaporización del combustible a la temperatura T . En la ecuación anterior, dada una fracción másica de combustible Y_f y conocidas las ecuaciones que ligán las propiedades, son incógnitas la temperatura T (de la cual depende de forma única la parte derecha de la ecuación) y la fracción másica de combustible evaporado $Y_{f,v}$ (parte izquierda).

Por otra parte, usando las ecuaciones de estado para el combustible evaporado y el aire (ecuaciones 6.1) se puede llegar a la expresión:

$$\frac{Y_{f,v}}{Y_a} = \frac{z_a(T, P - P_{f,sat}(T)) \cdot P_{f,sat}(T) \cdot PM_f}{z_f(T, P_{f,sat}) \cdot (P - P_{f,sat}(T)) \cdot PM_a} \quad (6.4)$$

con las mismas incógnitas que la ecuación anterior, la temperatura T en la parte derecha y la fracción másica de combustible evaporado en la izquierda.

Igualando las dos últimas ecuaciones se puede obtener el valor de la temperatura T , y a partir de esta variable se puede calcular la fracción másica de combustible evaporado $Y_{f,v}$.

Resumiendo los pasos para el cálculo de las relaciones de estado en la zona I:

1. Dada una fracción másica de combustible, Y_f , se puede conocer la fracción másica del aire $Y_a = 1 - Y_f$.
2. Mediante las ecuaciones 6.3 y 6.4 se calcula la fracción másica de combustible evaporado $Y_{f,v}$ y la temperatura T .
3. La fracción másicas de combustible líquido viene dada por $Y_{f,l} = Y_f - Y_{f,v}$.
4. La densidad de la mezcla se calcula de acuerdo a la última de las hipótesis de partida.

En el apéndice 6.B se indican las ecuaciones concretas usadas para caracterizar las diversas propiedades del combustible y del aire.

Este procedimiento sirve para calcular las propiedades en el rango de fracción másica de combustible entre 1 (combustible puro) y la fracción de combustible de evaporación total, esto es, aquella para la cual todo el combustible pasa a estar en estado de vapor saturado, y que denominaremos $Y_{f,evap}$. Para el cálculo de este valor límite basta particularizar las ecuaciones anteriores en el caso en que $Y_f = Y_{f,v} \rightarrow Y_{f,l} = 0$. La iso-superficie de esta fracción másica de combustible sería el límite entre las zonas I y II de la figura 6.1, lo cual explica que la silueta del chorro líquido en dicha figura no tenga forma cónica. La temperatura correspondiente a esta fracción másica de combustible límite se denominará temperatura de saturación, T_{sat} , de manera que se puede demostrar que:

$$\frac{Y_{f,evap}}{1 - Y_{f,evap}} = \frac{h_{a,\infty} - h_a(T_{sat})}{h_{f,l}(T_{sat}) + \Delta h_{f,v}(T_{sat}) - h_{f,o}} \quad (6.5)$$

Zona II: Combustible vapor

En esta zona el análisis es más sencillo, pues desaparece el acoplamiento entre la composición y temperatura impuesto por el equilibrio líquido-vapor. Dada una fracción másica de combustible, toda ella es de combustible evaporado, y la resolución se parece mucho a la del chorro gaseoso, pero empleando

las propiedades de gases reales. Únicamente hay que tener en cuenta que la entalpía del combustible hay que calcularla como la suma de la entalpía sensible desde la temperatura de salida por el orificio hasta la temperatura de saturación, más la entalpía de vaporización a la temperatura de saturación, más la entalpía sensible de calentamiento del vapor desde la temperatura de saturación hasta la temperatura de la mezcla:

$$h_f(T) = \int_{T_o}^{T_{sat}} c_{p,f,l}(T)dT + \Delta h_{f,v}(T_{sat}) + \int_{T_{sat}}^T c_{p,f,v}(T)dT \quad (6.6)$$

de manera que el cálculo de propiedades se hace siguiendo los pasos:

1. Dada una fracción másica de combustible, Y_f , se puede conocer la fracción másica del aire $Y_a = 1 - Y_f$, lo que en este caso completa el cálculo de la composición.
2. Conocida la composición, y sabiendo que la entalpía de la mezcla es la suma de las entalpías de los componentes, se puede calcular la temperatura T a partir de la ecuación 6.2 de manera análoga a como se hacía en chorros gaseosos.
3. La densidad de la mezcla se calcula según se explica en las hipótesis de partida.

Como ejemplo de los resultados que se pueden obtener mediante esta metodología, la figura 6.2 muestra las relaciones de estado calculadas para el caso de un chorro de hexadecano puro inyectado en una atmósfera inerte de nitrógeno. Al igual que en el caso de chorros gaseosos, en el eje horizontal se ha situado la fracción de mezcla (fracción másica de combustible), y dicho eje ha sido representado en sentido decreciente, de manera que en la parte izquierda quedan las propiedades del combustible puro y hacia la derecha las del aire (en este caso nitrógeno) puro. En la parte superior de la figura se ha señalado las dos zonas que corresponderían a las que se han descrito en la figura 6.1. Dicha división queda clarificada por la gráfica inferior, en la que se ha representado la fracción másica de nitrógeno y de combustible evaporado, esta última dividida por la fracción másica de combustible total, de forma que esta variable representa el tanto por uno de combustible evaporado.

Conforme nos desplazamos hacia la derecha en el eje de fracción másica de combustible (lo que sobre la figura 6.1 representaría alejarnos del orificio de salida) se observa cómo aumenta la fracción másica de nitrógeno de forma

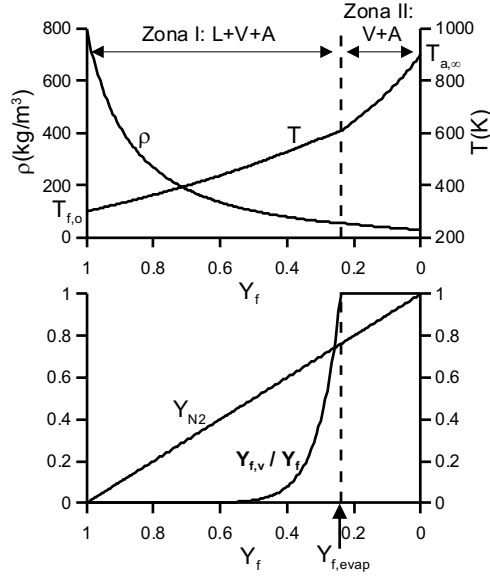


Figura 6.2: Relaciones de estado para hexadecano en atmósfera de nitrógeno. Condiciones: $P = 8.1 \text{ MPa}$ - $T_{f,o} = 300 \text{ K}$ - $T_{a,\infty} = 900 \text{ K}$.

lineal, debido al proceso de mezcla. No ocurre lo mismo con la proporción de combustible evaporado, que no supera el 1 % del combustible total hasta una fracción másica de combustible de aproximadamente 0.5. Ello es debido a que se requiere una cierta temperatura para que las tasas de evaporación sean relevantes, pues a bajas temperaturas la presión de vapor es pequeña. Es en un rango de fracciones másicas de combustible relativamente estrecho, entre 0.5 y 0.24, donde se produce la práctica totalidad del paso de líquido a vapor. Es precisamente este último valor el que denotamos como $Y_{f, \text{evap}}$, en el que el chorro ha englobado el suficiente aire como para que ya todo el combustible sea evaporado. El hecho de que el rango de composiciones en los que se produce la mayor parte del proceso de evaporación no sea muy grande también se puede apreciar en la figura 6.1, pues es en la parte frontal de la silueta del chorro líquido donde los cambios en la intensidad de la sombra son más importantes.

Por otra parte, en la figura superior se ha representado la evolución de la temperatura y la densidad, que en este caso de mezcla inerte varían entre las de los dos componentes puros de la mezcla. Se observa que la pendiente de la temperatura es diferente en las dos zonas I y II. Ello es debido al hecho de que hasta alcanzar la fracción másica de combustible de evaporación completa, la entalpía englobada se ha de invertir principalmente en calor latente

de vaporización. En esta zona además, la temperatura está limitada por las características del equilibrio líquido-vapor del combustible. Sin embargo, una vez se ha evaporado totalmente el combustible, la entalpía englobada adicional se invierte directamente en el aumento de temperatura del combustible vapor, con lo que la temperatura aumenta en mayor medida⁸³ hasta alcanzar la temperatura del nitrógeno puro, cuando $Y_f = 0$.

6.2.3 Distribución espacial de propiedades

Las relaciones de estado calculadas en la sección anterior nos dan las propiedades termodinámicas en un punto en función de la fracción másica de combustible en dicho punto. Además, bajo las hipótesis manejadas, se cumple que hay una relación unívoca entre esta última variable y el campo de velocidades, al igual que en el chorro gaseoso. Por ello, para completar la descripción del chorro Diesel evaporativo únicamente necesitamos conocer la distribución espacial de la fracción másica de combustible. Se va a partir de los conceptos del capítulo 4, donde se dedujo que la expresión de la fracción másica de combustible para un chorro gaseoso inerte no isoterma seguía una ley de la forma:

$$Y_f(x, r) = k_1 \frac{d_{eq}}{x} \exp(-k_2(r/x)^2)$$

Teniendo en cuenta, además, las relaciones existentes entre las constantes k_1 , k_2 y el ángulo⁸⁴ del chorro $\theta/2$ definido para un determinado porcentaje ζ de perfil normalizado respecto del eje del mismo, se pueden deducir las igualdades:

$$k_2 = \frac{-\ln(\zeta)}{\tan^2(\theta/2)}$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{-\ln(\zeta)}{2}} \frac{1}{\tan(\theta/2)}$$

Si se emplea una nueva constante k_4 con el fin de poder introducir de forma explícita el ángulo en la expresión de la fracción de combustible:

$$k_4 = k_1 \cdot \tan(\theta/2) \tag{6.8}$$

⁸³Recordemos que, según la ecuación 6.2, la fracción másica de combustible y la entalpía de la mezcla son linealmente proporcionales.

⁸⁴Se va a reemplazar $\theta_\zeta/2$ por $\theta/2$ por comodidad de notación.

la expresión de la distribución espacial de la fracción másica de combustible queda:

$$Y_f(x, r) = \frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{d_{eq}}{x} \exp \left[-2 \left(\frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{r}{x} \right)^2 \right] \quad (6.9)$$

que particularizada al eje se simplifica a:

$$Y_{f,c}(x) = \frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{d_{eq}}{x} \quad (6.10)$$

Estas expresiones son equivalentes a las presentadas inicialmente para chorro gaseoso (ecuación 4.16), pero aparece de forma explícita el ángulo del chorro. En el caso del chorro gaseoso, como se ha comentado en el capítulo 4 este parámetro es constante para todas las condiciones de contorno del problema, con lo que su análisis no es necesario, y la distribución de propiedades es función exclusiva del diámetro equivalente⁸⁵. En el caso del chorro Diesel, que es el que nos ocupa en este punto, en la literatura se encuentran múltiples referencias [8] que indican que el ángulo de chorro puede depender de condiciones de contorno del problema, siendo la más influyente en primera instancia el salto de densidades combustible-aire. Siguiendo la analogía entre chorro Diesel y gaseoso defendida en esta tesis, la ecuación anterior también sería válida para el chorro Diesel. La única diferencia estribaría en encontrar una expresión para la dependencia del ángulo del chorro con los parámetros correspondientes. Este tratamiento incluye tanto al chorro Diesel isoterma como al evaporativo, pues de acuerdo a los estudios de Naber y Siebers [3], la única distinción en cuanto a comportamiento entre ambos casos vendría dada por una diferente dependencia del ángulo del chorro con respecto de la densidad. Así pues, la distribución espacial de propiedades depende en el caso del chorro Diesel de dos parámetros, el diámetro equivalente y el ángulo de chorro.

Con estas expresiones y las relaciones de estado ya se está en condiciones de analizar cómo es la distribución espacial de propiedades en un chorro evaporativo. En la figura 6.3 se muestran las propiedades sobre el eje para un chorro de hexadecano en una atmósfera inerte de aire. Las condiciones del problema son las mismas que las que se han usado en la elaboración de la figura 6.2, y se ha tomado una constante $k_1 = 5$ como orden de magnitud. Al representar la evolución espacial de la composición se ha empleado tanto la fracción másica de combustible Y_f (líquido y vapor) como la de combustible evaporado $Y_{f,v}$.

⁸⁵Según se ha visto en dicho capítulo, esta afirmación es más cierta para una diferencia de pesos moleculares elevada entre el combustible y el aire.

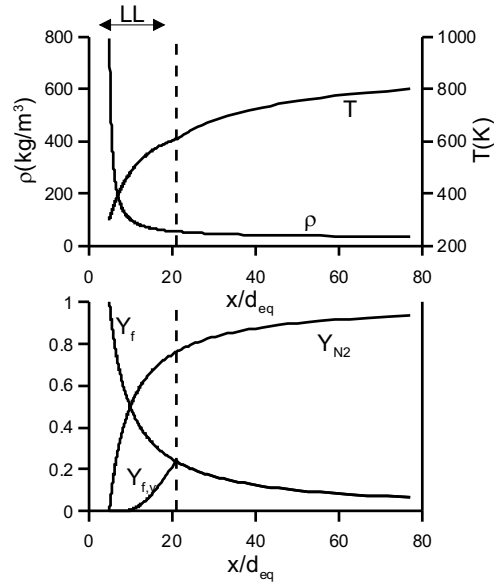


Figura 6.3: Evolución sobre el eje de las propiedades para un chorro de hexadecano en atmósfera de nitrógeno. Condiciones: $P = 8.1 \text{ MPa}$ – $T_{f,o} = 300 \text{ K}$ – $T_{a,\infty} = 900 \text{ K}$ – $k_1 = 5$.

Se aprecia cómo hasta una distancia al eje de unos 10 diámetros equivalentes no hay apenas combustible evaporado, y que en una distancia de apenas 5 diámetros equivalentes se produce el paso de líquido a vapor (las curvas de Y_f e $Y_{f,v}$ convergen), en coincidencia con lo comentado anteriormente acerca de la imagen de iluminación trasera difusa (figura 6.1).

Las distribuciones radiales se obtendrían de un modo totalmente idéntico, suponiendo que los perfiles normalizados son los mismos que en el chorro gaseoso, por lo que no se va a entrar aquí en detallarlas. Es de destacar que, bajo la suposición de limitación por mezcla, esta distribución de propiedades del chorro evaporativo no depende de la velocidad de salida del chorro ni, por tanto, de la presión de inyección. Este hecho es consecuencia directa de la teoría de chorros gaseosos, en los que el aumento de la velocidad de salida del orificio no influye sobre la distribución de fracciones másicas de combustible ni, por tanto, sobre el resto de propiedades, y concuerda con los resultados experimentales citados en el apartado 2.3.2 en los cuales la longitud líquida máxima no depende de la presión de inyección.

6.2.4 Ley de escalado para la longitud líquida máxima

Con cálculos como los anteriores se puede hacer un análisis de las dependencias de la longitud líquida máxima del chorro, LL , parámetro de interés en el diseño del motor, por ejemplo, en caso de impacto del chorro líquido contra la pared del bowl por su efecto claro sobre el proceso de mezcla y, por tanto, de combustión. Sobre la ecuación 6.10 se puede observar cómo la longitud líquida máxima sobre el eje se alcanzará cuando la fracción másica de combustible coincida con la de evaporación $Y_{f,evap}$, de forma que reorganizando dicha expresión:

$$LL = \frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{d_{eq}}{Y_{f,evap}} \quad (6.11)$$

Analizando cada uno de los términos se observa que la longitud líquida LL depende en primera instancia de:

- El diámetro equivalente de la tobera d_{eq} , lo que implica una dependencia lineal del diámetro geométrico d_o y de la raíz cuadrada del cociente de densidades del combustible y del aire $\sqrt{\rho_{f,o}/\rho_{a,\infty}}$.
- Es inversamente proporcional a la tangente del semiángulo del chorro, $\tan(\theta/2)$, parámetro que en chorros líquidos depende de múltiples factores, pero que para una tobera y combustible constantes podemos suponer que en primera instancia es proporcional a la densidad del aire en el interior de la cámara de combustión $\rho_{a,\infty}$ elevado a una potencia n .
- La fracción de combustible a la cual se alcanza la evaporación completa $Y_{f,evap}$ de forma inversamente proporcional. Este parámetro depende de las condiciones del equilibrio termodinámico de la mezcla, con lo que a priori será función de las temperaturas del combustible $T_{f,o}$ y del aire $T_{a,\infty}$ y de la presión P . Sin embargo, esta última dependencia de la presión también se podría considerar debida a la densidad del aire, que es un parámetro más directo para el análisis del chorro.

Con todo lo anterior llegamos a que:

$$LL \propto d_o \cdot \rho_{f,o}^{-0.5} \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.5-n} \cdot Y_{f,evap}^{-1} \quad (6.12)$$

Salvo por el efecto del diámetro, la longitud líquida depende de las condiciones en la cámara de combustión, puesto que $Y_{f,evap}$ también depende de

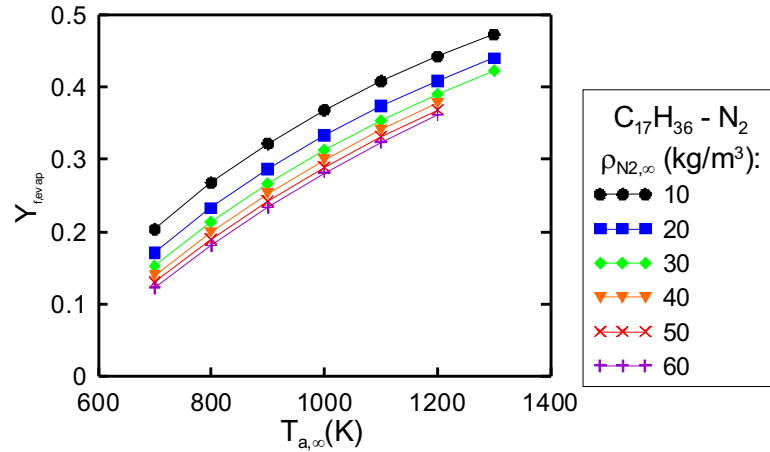


Figura 6.4: Cálculos de la fracción de combustible límite de evaporación para distintas densidades y temperaturas del gas. Combustible: heptadecano. $T_{f,o} = 400$ K.

las condiciones del aire y del combustible, así como de las propiedades de este último a través del balance de entalpías de la ecuación 6.5. Con el fin de obtener las dependencias explícitas de este parámetro en función de los parámetros controlables del motor, se han realizado una serie de cálculos teóricos para predecir $Y_{f, evap}$ en un rango de condiciones de motor razonable. Se han tomado como combustibles el n-hexadecano y el n-heptadecano, que de acuerdo con los trabajos de Siebers [7] presentan propiedades evaporativas similares a los combustibles convencionales. Como sustancia ambiente en la cámara de combustión se ha seleccionado el nitrógeno puro, pues el entorno experimental en el que se quiere validar esta ley de escalado va emplear dicho gas. Por último, se han realizado cálculos de la fracción másica de evaporación y de la temperatura de saturación para un barrido de densidades en cámara $\rho_{a,\infty}$ desde 10 a 60 kg/m^3 y de temperaturas del nitrógeno ($T_{a,\infty}$) entre 700 y 1300 K, que sobrepasan los límites en condiciones de funcionamiento de los motores Diesel del tipo Heavy-Duty. Todos los cálculos se han hecho con una temperatura de combustible fija $T_{f,o} = 400$ K, puesto que este parámetro no es fácilmente controlable en la práctica.

La figura 6.4 muestra los resultados de estos cálculos para el heptadecano. Se han agrupado los símbolos por niveles de densidad, tomando como variable independiente la temperatura. Se observa cómo a densidad constante el incremento de temperatura aumenta la fracción másica de combustible para la evaporación completa, lo que implica que se requiere un menor englobamiento del gas circulante. En el caso de un chorro inerte, la fracción másica de com-

bustible conceptualmente nos da el grado de mezcla entre dos corrientes, la de combustible puro ($Y_f = 1$) y, en este caso, la de nitrógeno puro ($Y_f = 0$). Cuanto más temperatura tenga la corriente del nitrógeno, será necesaria una menor proporción del mismo para evaporar el combustible, con lo que la fracción másica de combustible límite estará más cercana del combustible puro (y, por tanto, aumentará). Se observa *la tendencia opuesta al aumentar la densidad del nitrógeno a temperatura constante*. En este caso, el factor que en realidad influye sobre el equilibrio termodinámico de la parte derecha de la ecuación 6.5 es la presión. Al aumentar esta variable, la temperatura de saturación aumenta, pues el equilibrio líquido-vapor se desplazará hacia valores de entalpía más elevados. De acuerdo con ello, si la temperatura del aire y del combustible puros permanecen constantes, se requerirá una mayor proporción de aire para lograr esta temperatura de saturación, con lo que disminuye $Y_{f,evap}$. Las tendencias obtenidas para el heptadecano se repiten para el hexadecano, alcanzándose la evaporación completa con valores de $Y_{f,evap}$ ligeramente mayores, debido a diferencias en las propiedades de ambos combustibles. Puesto que estos dos combustibles tienen propiedades evaporativas similares al Diesel convencional, se puede decir que estas tendencias serían generalizables a este último tipo de combustible⁸⁶.

Una vez obtenidos los valores de $Y_{f,evap}$ en cada par de valores $(\rho_{a,\infty}, T_{a,\infty})$, se ha realizado un ajuste estadístico mediante una correlación del tipo:

$$Y_{f,evap} = k \cdot \rho_{a,\infty}^a \cdot T_{a,\infty}^b$$

obteniéndose unos exponentes para el hexadecano y el heptadecano indicados en la tabla 6.1. Hay que hacer notar que estas dependencias son medias en todo el intervalo barrido, no buscándose una expresión exacta para $Y_{f,evap}$, pues ésta ya es conocida analíticamente (ecuación 6.5), y lo que aquí interesa es obtener una ley de escalado que indique la dependencia explícita de esta variable con las condiciones controlables del motor. En los resultados de la regresión se vuelve a apreciar la similitud de comportamiento entre los dos combustibles seleccionados.

Por tanto, empleando la correlación estadística y la ecuación 6.12 se puede obtener una ley de escalado genérica para la longitud líquida máxima. Para ello, además, hay que dar valores a la dependencia del ángulo con la densidad del aire. En la literatura se suelen encontrar expresiones con $\rho_{a,\infty}^n$, con n del orden de 0.2 [2, 3, 9]. Sustituyendo en la ecuación 6.12 todas las dependencias se obtiene para ambos combustibles:

⁸⁶El cálculo exacto para un combustible real debería tener en cuenta las propiedades evaporativas de los diversos combustibles mono-componentes que lo forman, aspecto obviado en este estudio sencillo.

	a	b	$R^2(\%)$
$C_{16}H_{34}$	-0.16	1.58	96.4
$C_{17}H_{36}$	-0.16	1.65	96.2

Tabla 6.1: Resultados de los análisis estadísticos para $Y_{f,evap}$.

$$\begin{aligned}
 C_{17}H_{36} : LL &\propto d_o \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.5-0.2} \cdot [\rho_{a,\infty}^{-0.16} T_{a,\infty}^{1.65}]^{-1} = d_o \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.54} \cdot T_{a,\infty}^{-1.65} \\
 C_{16}H_{34} : LL &\propto d_o \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.5-0.2} \cdot [\rho_{a,\infty}^{-0.16} T_{a,\infty}^{1.58}]^{-1} = d_o \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.54} \cdot T_{a,\infty}^{-1.58}
 \end{aligned} \tag{6.13}$$

Por tanto, las expresiones anteriores suponen una ley de escalado para la longitud líquida obtenida íntegramente a partir de expresiones de la teoría de chorros mediante la aplicación de las relaciones de estado correspondientes para un chorro Diesel en evaporación y la consideración de la dependencia del ángulo del chorro Diesel con respecto de la densidad del aire.

6.2.5 Contrastación experimental

La validación de todas las consideraciones anteriores sobre el chorro evaporativo únicamente se podría hacer de forma estricta a partir de la medida experimental de concentraciones y temperaturas. Ello implica el empleo de costosas técnicas de medida no intrusivas, como las de lámina láser. Sin embargo, incluso dichas técnicas precisan de un conocimiento a priori de la relación entre la temperatura y la concentración para poder obtener un valor de uno de los dos parámetros a partir de la intensidad de la radiación medida. Así ocurre, por ejemplo, en las técnicas de dispersión de Rayleigh [10] y de fluorescencia inducida por láser [4], que suelen ser las más usadas en el ámbito de los estudios de chorros Diesel. No existe, pues, posibilidad de medir independientemente ambas propiedades.

Siguiendo con la filosofía expuesta en esta tesis del empleo de herramientas sencillas, se ha preferido comprobar la validez de los razonamientos anteriores a partir del parámetro de la longitud líquida máxima LL, cuyo valor puede ser obtenido de forma directa mediante técnicas de iluminación con luz estroboscópica. Se emplearán para ello resultados de las dos instalaciones experimentales manejadas en esta tesis:

- Por una parte, se presentan resultados del *motor maqueta* descrito en el apartado 3.3.1, donde se ha medido la longitud líquida mediante la

técnica de la iluminación trasera difusa. Dicho motor ha sido puesto en funcionamiento en circuito cerrado, de manera que en el interior de la cámara de combustión la atmósfera consta únicamente de nitrógeno. Estas condiciones inertes permiten observar el fenómeno de evaporación durante un tiempo mayor que en el caso de atmósfera con aire, pues no hay interferencias del proceso de combustión. Se emplean algunos de los ensayos realizados en el marco de trabajo de la tesis de Martínez [11] junto con otros adicionales para comprobar el efecto de la temperatura en cámara.

- Por otra parte, se recogen los resultados medidos en el *motor monocilíndrico con accesos endoscópicos* descrito en el apartado 3.3.2. En este caso, la técnica empleada ha sido la iluminación directa, de manera que la luz dispersada por el chorro líquido (*Mie-scattering*) es recogida en las imágenes. El chorro es inyectado en un ambiente de aire, con lo que esta técnica únicamente permite obtener información clara de la fase líquida durante el tiempo de retraso al autoencendido.

Resultados del motor maqueta

Las condiciones de funcionamiento barridas han sido las siguientes:

- En una primera serie de ensayos, denominada $d_o - P_{inj}$, se analiza la influencia de parámetros del sistema de inyección, en concreto del diámetro del orificio y de la presión de inyección. Para ello se emplean cinco toberas de idénticas características (tipo minisaco, axisimétricas y mono-orificio) pero diferente diámetro de orificio. Para cada una de ellas se ha efectuado un barrido de cuatro valores de presión de inyección, que cubren un rango representativo de los actuales sistemas de inyección. Las condiciones termodinámicas de la cámara de combustión al inicio de la inyección (presión y temperatura) se han mantenido constantes.
- En una segunda serie de ensayos, denominada $P_{int} - T_{int}$, las condiciones de la inyección han sido mantenidas constantes, y se ha efectuado un barrido de presiones y temperaturas de admisión, con lo cual se modifican las condiciones termodinámicas de la cámara al inicio de la inyección con valores de temperatura de 890 – 910 – 945 K y valores de 20 – 30 kg/m³ en densidad.
- Posteriormente se hicieron una serie de modificaciones a la instalación experimental con lo cual se ha podido barrer un rango de temperaturas

de admisión más amplio, llevándose a cabo una tercera serie de ensayos, que denominaremos T_{int} , con el único objeto de estudiar el efecto de la temperatura en cámara al inicio de la inyección⁸⁷. En este caso, el rango de variación de este parámetro ha sido de $811 - 968 K$. Además, en esta tercera serie de ensayos se ha usado un combustible Diesel convencional (que denominaremos combustible #2) diferente del de las dos series anteriores (que denominaremos combustible #1). Todas estas modificaciones no restan validez al análisis de resultados, pues lo que se pretende es analizar las tendencias con los cambios de las variables controlantes más importantes, en este caso con la temperatura en cámara.

La tabla 6.2 muestra un resumen de las condiciones de las dos series de ensayos⁸⁸. Las dos primeras series de ensayo aparecen como ensayos de validación de la instalación en la tesis de Martínez [11], aunque el análisis de resultados es más limitado. La tercera serie permite los estudios en un rango de temperaturas de admisión mayor. En todos los casos, además del valor nominal d_n , se dispone de la medida geométrica real del orificio del inyector d_o obtenida mediante la técnica de los moldes de silicona descrita en [12] y [13].

Las leyes de inyección empleadas constan de tasas de inyección rectangulares de un solo pulso con una duración de $1.5 ms$ en todos los casos salvo para la tobera de $200 \mu m$, para la cual la duración se ha acortado a $1 ms$. Estas duraciones, como se observará a continuación, son suficientes para que el proceso de evaporación se estabilice. Se han tomado 10 imágenes para cada instante de tiempo, con una resolución temporal de $60 \mu s$.

La figura 6.5 muestra un ejemplo de los resultados obtenidos en los ensayos para el punto de coincidencia de las dos primeras series de ensayos. Se han representado las variables procedentes del procesado digital de las imágenes (según la metodología expuesta en el apartado 3.4.1), la señal de presión en cámara y la tasa de inyección, junto con tres imágenes representativas del proceso de inyección. Se observa cómo la variación de presión durante el intervalo de tiempo que dura la inyección es como máximo del 8%, que si se supone una evolución isoentrópica supondría una variación máxima de densidad del 10% durante este intervalo de tiempo. La ley de inyección es, como se ha mostrado anteriormente, rectangular, con un valor medio en la parte estabilizada de unos $5 g/s$ y una desviación estándar media alrededor de este valor del 5%.

⁸⁷Entre la segunda y esta tercera serie surgieron problemas técnicos que obligaron a hacer una serie de modificaciones al motor, de forma que la relación compresión efectiva bajó de 18.3 a 17.1, que ha sido tenido en cuenta a la hora de la estimación de propiedades termodinámicas en cámara.

⁸⁸Las condiciones en el cilindro al inicio de la inyección han sido estimadas en base a las consideraciones establecidas por Martínez [11].

Serie $d_o - P_{inj}$ - Combustible #1 - N° puntos = 4x4		
Presión de inyección	P_{inj} (bar)	300- 700 -1100-1300
Diámetro nominal de orificio	d_n (μm)	115 - 130 - 150 -170 -200
Diámetro real de orificio	d_o (μm)	119 - 140 - 160 -183 -206
Presión de admisión	P_{int} (bar)	1.3
Temperatura de admisión	T_{int} (K)	343
Densidad inicio de inyección	ρ_{SOI} (kg/m ³)	26
Temperatura inicio de inyección	T_{SOI} (K)	906

Serie $P_{int} - T_{int}$ - Combustible #1 - N° puntos = 3x3		
Presión de inyección	P_{inj} (bar)	700
Diámetro nominal de orificio	d_n (μm)	150
Diámetro real de orificio	d_o (μm)	160
Presión de admisión	P_{int} (bar)	1.1- 1.3 -1.6
Temperatura de admisión	T_{int} (K)	333- 343 -359
Densidad inicio de inyección	ρ_{SOI} (kg/m ³)	20-30
Temperatura inicio de inyección	T_{SOI} (K)	890-910-945

Serie T_{int} - Combustible #2 - N° puntos = 4		
Presión de inyección	P_{inj} (bar)	700
Diámetro nominal de orificio	d_n (μm)	150
Diámetro real de orificio	d_o (μm)	160
Presión de admisión	P_{int} (bar)	1.6
Temperatura de admisión	T_{int} (K)	313-343-363-383
Densidad inicio de inyección	ρ_{SOI} (kg/m ³)	22-24-26-29
Temperatura inicio de inyección	T_{SOI} (K)	811-879-924-968

Tabla 6.2: Condiciones de ensayo de las series para el estudio de la evaporación. En negrita, los puntos con condiciones coincidentes en los dos primeros casos, con idénticas configuraciones de motor y combustible.

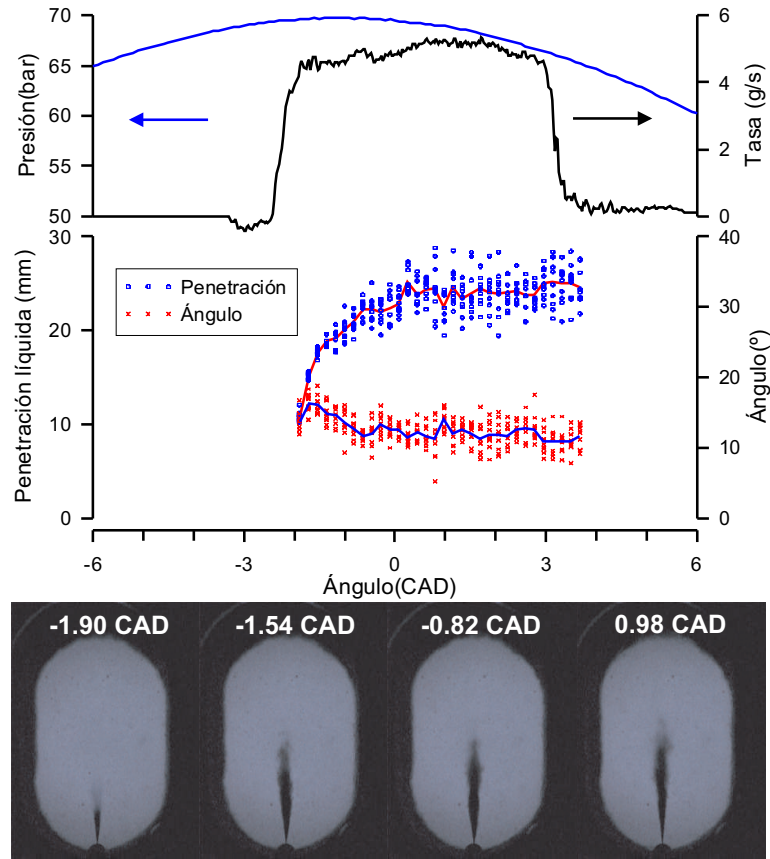


Figura 6.5: Resultados obtenidos de los ensayos de iluminación trasera difusa. Condiciones: $d_n = 150 \mu\text{m}$ – $P_{inj} = 700 \text{ bar}$ – $P_{int} = 1.3 \text{ bar}$ – $T_{int} = 70^\circ\text{C}$.

Tanto para la penetración de la fase líquida como para el ángulo se han representado los valores instantáneos medidos (puntos) y se ha trazado la línea con los valores medios de penetración en cada instante. Se aprecia cómo la penetración sigue una evolución creciente desde el principio de la inyección hasta un momento en que se estabiliza en torno a un valor de aproximadamente 24 mm , debido precisamente a que a esa distancia se ha englobado suficiente aire para evaporar todo el combustible líquido. En consonancia con los resultados teóricos, el proceso de evaporación tiene lugar en una región relativamente reducida, prácticamente en el último tercio del chorro líquido, pues es ahí donde la sombra del chorro atenúa más rápidamente.

Un hecho destacable son las fluctuaciones de la longitud líquida, que pueden ser seguidas a través de la comparación de la evolución media de este

parámetro con los valores instantáneos de las mismas. Durante la etapa transitoria de crecimiento del chorro líquido esta dispersión es reducida. Una vez la longitud líquida se ha estabilizado, las fluctuaciones aumentan. Se puede tomar como indicador de dispersión el doble del cociente entre la desviación estándar y el valor medio de la longitud líquida en un instante. En el caso representado, este parámetro puede llegar a tomar un valor máximo del orden del 22%, siendo en promedio del orden del 15%. Siebers [14] mide en sus ensayos fluctuaciones de la longitud líquida del 11% en torno al valor medio, menor que el obtenido en nuestro caso. Sin embargo, hay que tener en cuenta que este autor emplea medidas de una única inyección para calcular esta dispersión mediante cámaras de alta velocidad, mientras que en nuestro caso cada imagen pertenece a un proceso de inyección diferente, con lo que en esta dispersión está influyendo tanto la fluctuación turbulenta como la dispersión entre inyecciones. En cuanto al ángulo del chorro líquido, se aprecia en la figura una tendencia hacia un valor estabilizado del orden de 12° . En este caso, las fluctuaciones son mucho más apreciables, tanto en la parte transitoria como en la estabilizada, alcanzándose valores máximos del 40% y en promedio del 30% respecto a la media. Se pueden obtener resultados de este tipo para cada ensayo realizado, obteniéndose valores similares.

El parámetro principal que se pretende medir con estos ensayos procede del estudio de la longitud líquida estabilizada, que se pretende contrastar con los conceptos teóricos expuestos más arriba. Para ello, se ha obtenido de cada punto de funcionamiento el valor medio de esta penetración, LL , y del ángulo de la fase líquida en la zona estabilizada (en la figura 6.5, entre 0 y 4 *CAD*). Estos valores promedio se van a comparar a continuación con las condiciones de contorno del ensayo:

Resultados de la serie $d_o - P_{inj}$ En la figura 6.6 se han representado los resultados de longitud líquida de esta primera serie de ensayos. En la parte superior se han agrupado los símbolos por diámetro de orificio, mientras que en la inferior están ordenados por presión de inyección. En cada ensayo se ha representado el valor de la longitud líquida promedio LL con una barra de error de $\pm\sigma_{LL}$, siendo σ_{LL} la desviación estándar. La anchura media de esta zona de dispersión es del 12% de la longitud líquida promedio LL , tomando en esta serie valores entre el 6% y el 17%.

Observando la parte superior de la figura, se aprecia cómo la longitud líquida para un orificio determinado tiene una dependencia muy débil de la presión de inyección. De hecho, en la mayoría de los diámetros hay una pequeña reducción de la longitud líquida desde la presión de inyección de 300 *bar*

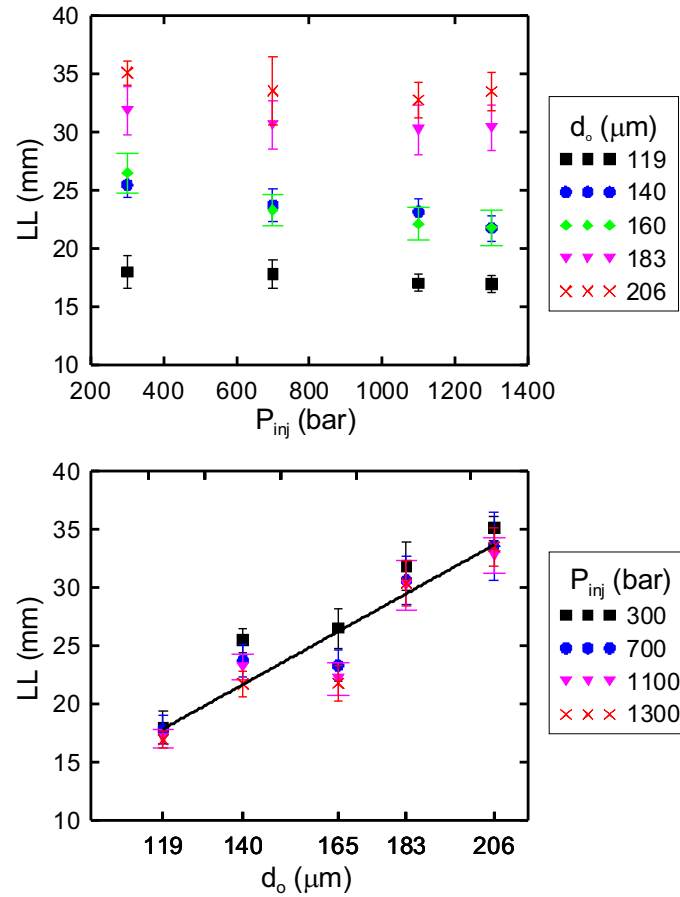


Figura 6.6: Medidas de longitud líquida de la serie $d_o - P_{inj}$. Condiciones de admisión: $P_{int} = 1.3 \text{ bar}$ - $T_{int} = 70^\circ C$.

a la de 700 bar, y a partir de esta la diferencia es prácticamente nula. Son una excepción las toberas de diámetro geométrico 140 y 160 μm . Esta independencia de la presión de inyección indica que al aumentar la tasa de inyección mediante un aumento de la velocidad de salida, la tasa de evaporación aumenta en la misma medida, con lo que no se modifica la longitud necesaria para evaporar la fase líquida. Este hecho está en consonancia con la teoría de chorro gaseoso manejada en el capítulo 4, en la que la distribución de propiedades del chorro no depende de la velocidad de salida.

En la parte inferior de la figura se ha representado la influencia del diámetro de tobera sobre la longitud líquida. Por una parte, se confirma el hecho de que en la mayoría de los casos únicamente las medidas a presión de inyección

de 300 *bar* se separan del resto de presiones de inyección. Por otra, hay una tendencia creciente con el diámetro del orificio, aunque la linealidad esperada no se refleja en su totalidad. De hecho la gráfica incluye un ajuste mediante una recta, y se observa cómo de nuevo las toberas de diámetro geométrico 140 y 160 μm se apartan de la misma. Según la interpretación desde el punto de vista de evaporación controlada por mezcla, las diferencias de comportamiento de estas dos toberas respecto al resto cabría explicarla en base a diferencias en efectos geométricos que produjeran una variación del área efectiva de paso en la tobera o del ángulo del chorro diferentes respecto a los que se dan en el resto de toberas.

El análisis estadístico de los resultados anteriores confirma las hipótesis de control por mezcla. Así, intentando una correlación del tipo:

$$LL(mm) = k \cdot [d_o(\mu m)]^a \cdot [P_{inj}(bar)]^b$$

se obtienen los valores expuestos en la tabla 6.3. Haciendo una regresión para todos los puntos de la serie, se obtiene un exponente muy cercano a 1 del diámetro de la tobera, indicando la tendencia casi lineal antes apuntada, y valores muy reducidos del exponente de la presión de inyección, confirmando su pequeña influencia sobre la longitud líquida. Además, si se eliminan los puntos de presión de inyección 300 *bar* el análisis estadístico indica que la presión de inyección no es significativa, lo cual confirma que esta variable no influye prácticamente en la longitud líquida.

	<i>k</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>R</i> ² (%)
$d_o - P_{inj}$ completa	$11.769 \cdot 10^{-2}$	1.147	$-6.932 \cdot 10^{-2}$	90.0
$d_o - P_{inj}$ excepto 300 <i>bar</i>	$7.244 \cdot 10^{-2}$	1.149	no sign.	88.6

Tabla 6.3: Resultados del análisis estadístico de las longitudes líquidas para la serie $d_o - P_{inj}$.

Comparando las regresiones estadísticas con la ley de escalado teórica deducida anteriormente (ecuación 6.13), se confirma que en la longitud líquida máxima no influye la presión de inyección, y el diámetro del orificio lo hace de manera prácticamente lineal. Ello confirma la hipótesis de control de la evaporación por mezcla. Muy probablemente para el caso de menor presión de inyección se esté entrando en la zona en la que puede darse una influencia creciente de los fenómenos de difusión entre las gotas y el ambiente, con lo que los efectos de la velocidad de salida de las gotas sean importantes. Sin embargo, de cara al análisis de las condiciones de motor, esta presión de inyección

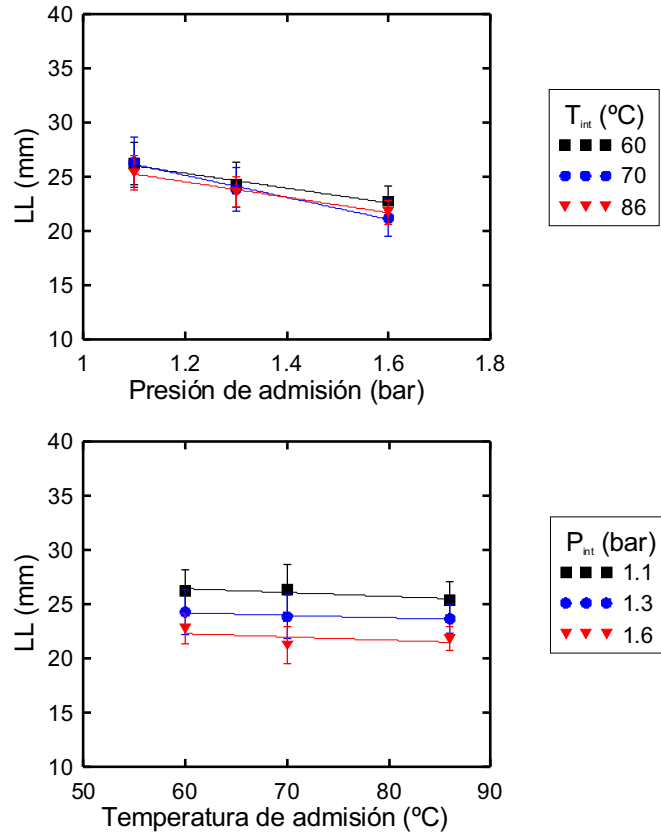


Figura 6.7: Medidas de longitud líquida de la serie $P_{int} - T_{int}$. Condiciones de inyección: $d_o = 150 \mu m - P_{inj} = 700 \text{ bar}$.

ya es relativamente baja con la tecnología actual, con lo que no debería darse muy frecuentemente.

Resultados de la serie $P_{int} - T_{int}$ En la figura 6.7 se muestran los resultados para la otra serie de ensayos diseñada con el fin de comprobar la influencia de las condiciones ambientales. En la parte superior se han agrupado los símbolos por temperatura de admisión, mientras que en la inferior están ordenados por presión de admisión. En cada ensayo se ha representado el valor de la longitud líquida promedio LL con una barra de error de $\pm\sigma_{LL}$, siendo σ_{LL} la desviación estándar. La anchura media de esta zona de dispersión es del 14% de la longitud líquida promedio LL , tomando en esta serie valores entre el 10% y el 17%.

En la gráfica superior se aprecia que el efecto que tiene el aumento de la densidad ambiente sobre la longitud líquida máxima es de reducirla de forma monótona. Téngase en cuenta que el aumento de la presión de admisión, a temperatura constante, incrementa de forma prácticamente lineal la densidad en la cámara de combustión. Con ello aumenta la tasa de mezcla entre el chorro y el ambiente, con lo que a la misma distancia respecto al origen la cantidad de aire englobada es mayor, y con ello la entalpía englobada del ambiente. A pesar de que al aumentar la densidad la fracción másica para la evaporación total del combustible líquido $Y_{f,evap}$ también aumenta (tabla 6.1), el efecto del aumento de englobamiento del aire con el aumento de densidad es más pronunciado. En consecuencia, al aumentar la densidad el chorro se evapora a distancias más cortas.

Las tendencias al cambiar la temperatura de admisión, no están muy claras, lo cual sea probablemente debido a dos hechos. Por una parte, como se observa en la tabla de condiciones experimentales, el rango de temperaturas barrido no es muy grande⁸⁹. De hecho, estimaciones hechas de las condiciones en el punto muerto superior correspondientes a esta variación de temperatura de admisión indican que esta temperatura varía únicamente en un 7%, mientras que los cambios en la presión de admisión inducirían un cambio en la densidad al inicio de inyección del orden del 45%. Además, las variaciones de temperatura van acompañadas por variaciones de sentido opuesto en densidad, puesto que, por sencillez del ensayo, el estudio se ha hecho controlando la presión de admisión, en lugar de la densidad. De esta forma, al aumentar la temperatura disminuye la densidad en la misma proporción. En definitiva, se ha concluido que en esta serie de ensayos el papel de la densidad es mucho más influyente que el de la temperatura, con lo que los resultados obtenidos de la temperatura se han tomado como provisionales, a la espera de la tercera serie de ensayos. Aún así, se aprecia en la parte inferior de la figura una ligera tendencia decreciente con el aumento de la temperatura. De acuerdo a la ley de escalado teórica (ecuación 6.13), un aumento de la temperatura en un 7% a presión constante produce una variación neta de la longitud líquida de un 7%, teniendo en cuenta también variaciones en la densidad, debido al mayor exponente en la temperatura.

Se ha recurrido de nuevo al análisis estadístico con el fin de comprobar el papel de ambas variables. Para ello, se ha realizado una regresión de la longitud líquida máxima con las dos variables controlantes del problema, la

⁸⁹En el momento de realizar los ensayos la instalación no ofrecía mayores prestaciones. Esta es una de las razones que obligó a realizar la tercera serie de ensayos con el fin de poder comprobar el efecto de la temperatura.

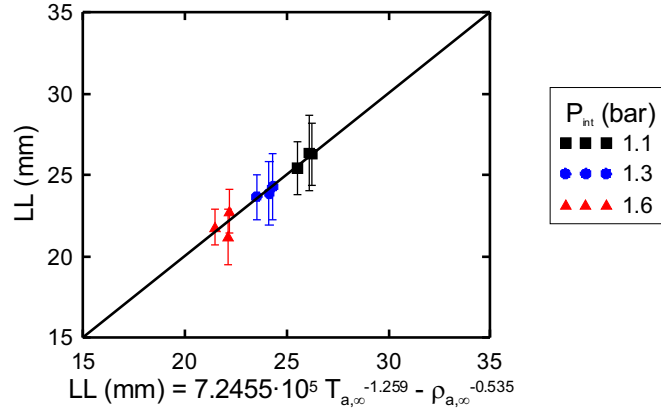


Figura 6.8: Regresión estadística a los resultados de la serie $P_{int} - T_{int}$. $d_o = 150 \mu m - P_{inj} = 700 bar$.

temperatura y la densidad, de la forma:

$$LL(mm) = k \cdot [\rho_{PMS}(kg/m^3)]^a \cdot [T_{PMS}(K)]^b$$

En la figura 6.8 se observa la comparación entre los datos medidos y los calculados mediante la regresión, así como los exponentes correspondientes. El exponente de la densidad es del mismo orden que el obtenido en la ecuación 6.13 (-0.535 frente a -0.5), pero el de la temperatura es algo menor (-1.259 frente a -1.6). Muy probablemente los dos efectos comentados anteriormente tengan que ver en estos resultados. El coeficiente de determinación es $R^2 = 91.7\%$, indicando la buena relación existente entre los parámetros.

Resultados de la serie T_{int} Esta última serie, más corta que la anterior, pretendía únicamente aclarar el papel de la temperatura sobre la longitud líquida. Para ello se ha hecho un estudio en un rango de temperaturas de admisión más amplio que en la segunda serie. La figura 6.9 muestra la comparación entre las longitudes líquidas medidas en ambas series. Los datos de la serie T_{int} tienen una franja de error determinada por $\pm\sigma_{LL}$ del orden del 5% de la longitud líquida. Se han eliminado las barras de error de los datos de la serie $P_{int} - T_{int}$ con el fin de no complicar la interpretación de la figura. Hay que recordar que en la serie T_{int} , además de un rango de temperatura más amplio hay cambios en cuanto a la relación de compresión del motor y del combustible utilizado. Se observa que la longitud líquida bajo estas nuevas condiciones se asemeja más a la que se obtenía en la serie $P_{int} - T_{int}$ con una presión de admisión de 1.6 bar. Además, debido al mayor rango de variación

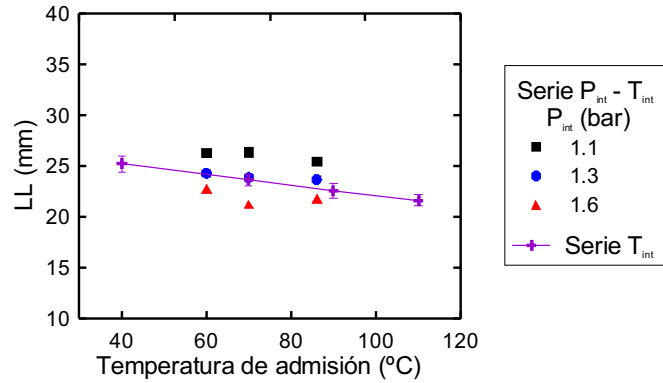


Figura 6.9: Comparación de la longitud líquida medida en la serie $P_{int} - T_{int}$ con la de la serie T_{int} .

de temperatura sí que hay diferencias monótonas en la longitud líquida con respecto a este parámetro, siendo estas además descendentes como predice la ley de escalado.

El análisis estadístico en este caso se habría de plantear de nuevo en términos de dos variables, la densidad y la temperatura, pues se han realizado los ensayos a presión constante. Como aquí se ha empleado un único valor de presión de admisión, ambas variables son directamente dependientes. Los análisis de regresión exigen que las variables de las que depende el modelo estudiado sean independientes entre ellas, por lo que hay que plantear la regresión en función de una única variable. Con el fin de eliminar la densidad, se ha supuesto una influencia de la misma sobre la longitud líquida máxima con el exponente obtenido en la serie anterior⁹⁰, y se ha realizado una regresión del tipo:

$$\frac{LL}{\rho_{a,\infty}^{-0.535}} = k \cdot T_{a,\infty}^m$$

obteniéndose un coeficiente de ajuste $m = -1.736$, con $R^2 = 99.9\%$. El hecho de este estudio cubra un rango más amplio de temperaturas le da mayor validez que al obtenido para la temperatura en el caso de la serie $P_{int} - T_{int}$.

Resultados del motor con accesos endoscópicos

A pesar de que se introduce en segundo lugar, cronológicamente esta fue la primera instalación en la que se llevaron a cabo estudios de evaporación

⁹⁰En la tabla 6.6 se constata que este exponente similar al teórico.

Parámetro		Rango de valores
Presión de inyección	P_{inj} (bar)	600 – 800 – 1000 – 1200
Diámetro nominal de tobera	d_n (μm)	200
Presión de admisión	P_{int} (bar)	1.4 – 1.8 – 2.2 – 2.6
Temperatura de admisión	T_{int} ($^{\circ}C$)	30 – 40
Densidad inicio de inyección	ρ_{SOI} (kg/m^3)	21 – 28 – 35 – 41
Temperatura inicio de inyección	T_{SOI} (K)	910 – 925

Tabla 6.4: Valores nominales de los parámetros barridos en el estudio de evaporación en motor con accesos endoscópicos.

mediante técnicas ópticas en el marco de uno de los trabajos de investigación para los estudios de doctorado realizados por el autor de esta tesis [15]. El análisis que se recoge aquí no es tan exhaustivo como en el caso de las medidas del motor maqueta, incluyendo las regresiones estadísticas obtenidas a partir de las medidas a manera de referencia de la longitud líquida máxima. Se han incluido estas medidas con el fin de aportar información adicional que valide las consideraciones teóricas sobre la longitud líquida máxima. Además, esta serie de ensayos ha servido de base para el desarrollo del estudio del proceso de autoencendido propuesto en el apartado 6.3. La descripción de la instalación y el resumen de las técnicas empleadas se puede ver en el apartado 3.3.2, y un análisis más detallado de estos resultados se puede encontrar en la referencia [15].

La tabla 6.4 resume las condiciones nominales de este estudio. Se trata de un barrido de tres parámetros, presión de inyección y presión y temperatura de admisión, con el fin de estudiar la influencia de la velocidad de salida del chorro y las condiciones del aire en cámara (densidad y temperatura). Al igual que ocurría en la segunda serie del estudio de evaporación en el motor maqueta, el rango de temperaturas de admisión barrido en el presente trabajo es reducido por limitaciones técnicas de la instalación experimental. En consecuencia, las variaciones de presión de admisión a presión de inyección constante se pueden considerar variaciones de densidad en cámara independientemente de la temperatura⁹¹. Los rangos elegidos caen dentro de los empleados para el funcionamiento nominal del motor salvo por los cambios en el sistema de inyección al pasar de una tobera de ocho a otra de dos orificios, como ya se ha comentado en el apartado 3.3.2.

La velocidad de giro del motor se ha dejado constante e igual a 1200 *rpm*.

⁹¹La variación permitida de $10^{\circ}C$ sobre la temperatura de admisión produce variaciones máximas en la densidad al inicio de la inyección de tan solo el 3%.

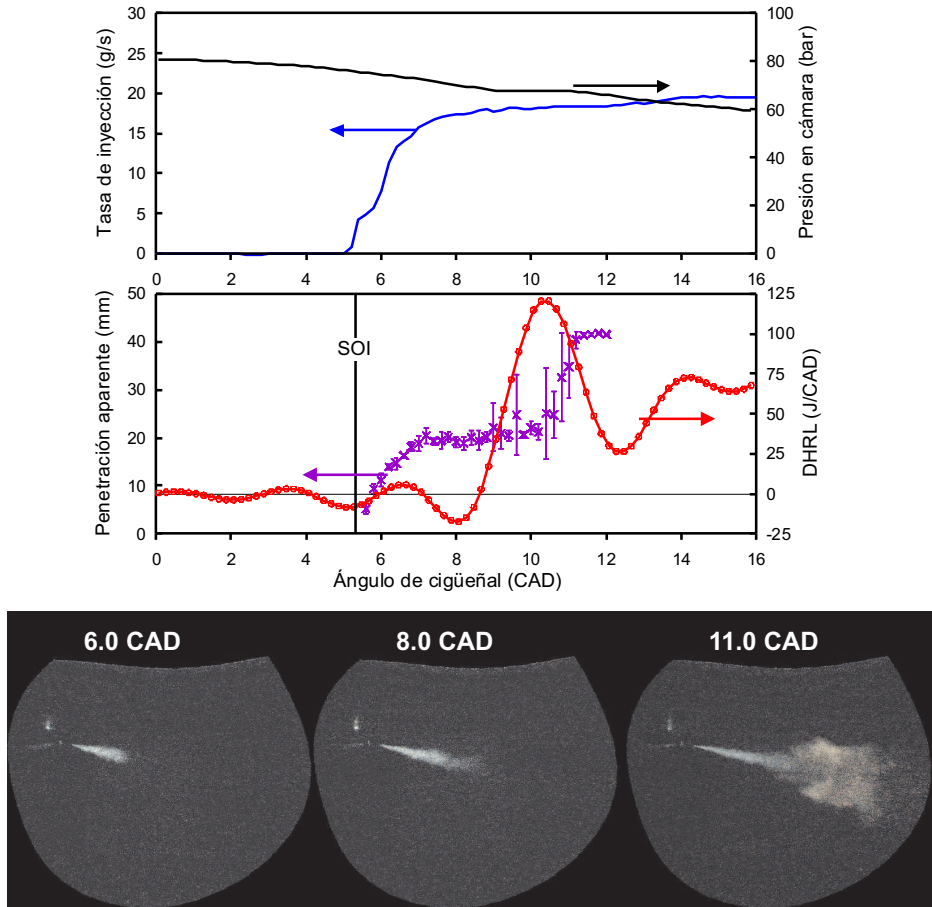


Figura 6.10: Resultados obtenidos de los ensayos de visualización endoscópica. Condiciones: $d_o = 200 \mu\text{m}$ – $P_{inj} = 1000 \text{ bar}$ – $P_{int} = 1.8 \text{ bar}$ – $T_{int} = 30^\circ\text{C}$.

La tasa de inyección es rectangular, inyectándose para cada presión de inyección una masa de combustible constante nominal de 34 mg/cc que para todas las presiones de inyección supone una duración lo suficientemente grande como para que la inyección de combustible sea más larga que el inicio de la fase de la combustión por difusión. El inicio de inyección se mantiene constante e igual a 5 CAD después del punto muerto superior de compresión.

La figura 6.10 muestra un ejemplo de los resultados obtenidos de esta serie de ensayos. En la gráfica superior se incluye la presión en cámara y la tasa de inyección total para los dos orificios, mientras que en la inferior se ha re-

presentado la penetración aparente⁹² y la tasa de liberación de calor. Se han incluido tres imágenes representativas del proceso de inyección-combustión. Nótese que se está estudiando el proceso de evaporación en un ambiente reactivo, por lo que la penetración medida se califica como ‘aparente’. En la parte inicial esta penetración corresponde únicamente a la de la fase líquida, que es la que dispersa la luz de la fuente de iluminación. La fase vapor no puede ser detectada hasta que aparece la llama radiante de hollín, tras el máximo de la liberación de calor en combustión premezclada (apartado 6.3). Puesto que los algoritmos de procesado de imágenes únicamente detectan entre zona clara y oscura, la penetración medida en esta segunda parte corresponde a la longitud total del chorro desde el origen del inyector hasta el frente de llama visible. Dicho parámetro toma un valor máximo del orden de 40 mm debido a las limitaciones impuestas por el campo de visión del endoscopio, por una parte, y por otra a que el chorro choca contra la pared del bowl (la distancia de choque es del orden de 42 mm).

La dispersión entre medidas instantáneas de penetración aparente (indicada por las barras de error) tiene tres zonas bastante distinguibles. Las dos primeras tienen el mismo comportamiento que las correspondientes a los ensayos del motor maqueta (figura 6.5), con una zona inicial con muy poca dispersión, debido a que el frente del chorro se corresponde con el punto final de la fase líquida, seguido de otra zona en la que se alcanza la longitud líquida máxima, estabilizándose dicha medida, con un valor mayor de dispersión. En esta última parte, la dispersión media de la longitud líquida podemos acortarla de nuevo en base al doble del cociente entre la desviación típica de la medida y su valor medio, que en esta serie de ensayos oscila entre el 5 y el 11%. Hay una tercera zona característica de los ensayos en ambiente reactivo, de crecimiento de la penetración medida debido a la combustión, que hace posible visualizar la zona reactiva. En los primeros instantes de aparición de la llama (10 – 11 CAD) la dispersión de la medida de penetración aumenta considerablemente, puesto que existen imágenes en las que ya está presente la llama y otras en que no. En el caso representado, las condiciones del problema provocan que la llama visible aparezca con el chorro casi en el límite de la pared, con lo que no hay posibilidad de comprobar la evolución de la llama libre. Esto solamente es posible para los casos de presión de admisión máxima (2.6 bar) y las dos presiones de inyección mínimas (600 y 800 bar), en los cuales la llama libre tarda más en crecer.

Una primera comparación entre las imágenes de estos ensayos y las de

⁹²Se ha representado el valor promedio de las diez imágenes tomadas en cada instante, así como una barra de error de \pm una desviación típica.

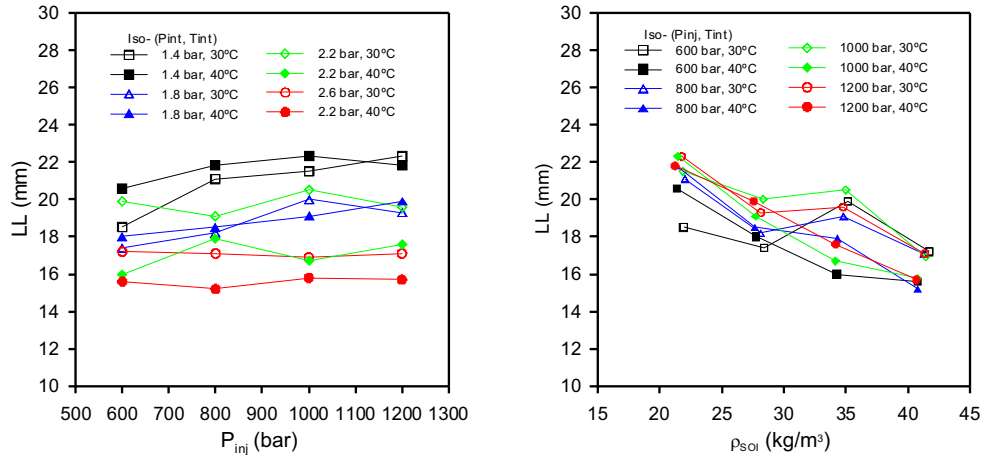


Figura 6.11: Longitud líquida máxima medida en los ensayos de visualización endoscópica.

los ensayos de visualización trasera difusa en el motor maqueta indica que la calidad de las imágenes en este caso es mucho peor. En efecto, las imágenes presentadas en la figura 6.10 presentan un elevado ruido de fondo. Ello no es tan importante en las cercanías del orificio, donde la silueta del chorro líquido es más nítida debido a la práctica ausencia de fase vapor. Pero sí que es fundamental en la medida de la longitud líquida máxima, ya que tal como se aprecia en la figura 6.1, la parte final del chorro líquido se va haciendo progresivamente más tenue. En las imágenes de endoscopia esta parte final se confunde con el ruido de fondo, con lo que no se puede detectar totalmente cuál es la longitud líquida máxima.

La figura 6.11 muestra los resultados de longitud líquida medidos para todos los puntos de funcionamiento estudiados. Se han agrupado en la parte izquierda en función de la presión y temperatura de admisión (\approx densidad y temperatura en cámara al principio de la inyección), y en la parte derecha en función de la presión de inyección y temperatura de admisión:

Efecto de la presión de inyección: Se observa una dependencia muy débil de la presión de inyección, sobre todo para condiciones de elevada densidad. Este resultado es coherente con las medidas del motor maqueta, figura 6.6, así como justificable en base al control de la evaporación por medio del proceso de mezcla. Únicamente para los casos de densidades en cámara y presiones de inyección reducidas aparece una cierta tendencia creciente con la presión de inyección, pudiendo ser debido, al igual

que en las medidas en el motor maqueta, a que en estas condiciones los fenómenos de difusión puedan empezar a ser relevantes.

Efecto de la densidad en cámara: Hay una tendencia definida de decrecimiento de la longitud líquida con la densidad en cámara. Esta es rota únicamente por los ensayos de presión de admisión 2.2 *bar* y temperatura de admisión 30°C. Téngase en cuenta que todos estos ensayos fueron realizados en series de motor de condiciones de aire de admisión (presión y temperatura) constante, por lo que estos cuatro puntos fueron realizados conjuntamente. Es razonable pensar que esta tendencia anómala es debida a errores experimentales, en base a las tendencias observadas para las otras tres presiones de admisión.

Efecto de la temperatura en cámara: Debido al pequeño rango de temperatura barrido, las diferencias que aparecen cuando únicamente se cambia este parámetro son en promedio del orden de 1 *mm*. Existen excepciones en los casos ya señalados de presión de admisión de 2.2 *bar* y en los casos de 600 *bar* de presión de inyección y presión de admisión de 1.4 *bar*. Un aumento de unos 15 *K* en la temperatura en cámara supone únicamente una variación del 1.6% respecto a los 910 *K* que podemos tomar como base para los casos con temperatura de admisión 30°C, así como una reducción en densidad en cámara de menos del 3%. De acuerdo con la correlación teórica de la ecuación 6.13 para el heptadecano, esto se reflejaría en una reducción de la longitud líquida máxima de un 1%. Evidentemente estas diferencias caen dentro de la incertidumbre experimental, teniendo en cuenta el ruido existente en las imágenes y que impide detectar la longitud líquida máxima con nitidez.

Con el fin de obtener la comparación de las dependencias de la longitud líquida máxima en este motor se han intentado correlaciones estadísticas de este parámetro en función de la presión nominal de inyección, la densidad $\bar{\rho}$ y temperatura \bar{T} medias desde el inicio de inyección hasta el momento en que se estabiliza la longitud líquida máxima del chorro⁹³. Se han buscado expresiones del tipo:

$$LL(mm) = k \cdot [\bar{\rho}(kg/m^3)]^a \cdot [P_{inj}(bar)]^b \cdot [\bar{T}(K)]^c$$

El análisis estadístico indica que la temperatura no es una variable estadísticamente significativa, por lo que no va a ser considerada como variable independiente. La tabla 6.5 recoge los resultados del análisis estadístico⁹⁴.

⁹³La duración de este intervalo en tiempo corresponde al parámetro τ_{evap} del próximo

	k	a	b	$R^2(\%)$
Serie completa	3.770	-0.429	$8.9 \cdot 10^{-2}$	87.5
$P_{inj} > 600 \text{ bar}$	81.417	-0.436	no sign.	84.2

Tabla 6.5: Resultados del análisis estadístico de las longitudes líquidas en el motor con accesos endoscópicos.

La presión de inyección es significativa únicamente si se consideran todas las medidas, pero el exponente obtenido es ciertamente pequeño. Si se eliminan todos los datos de la presión de inyección 600 *bar* se obtiene que dicha variable no es significativa, en concordancia con el análisis de dependencias realizado más arriba.

Comparación entre resultados teórico-experimentales

Con el fin de validar el análisis de la longitud líquida realizado en al comienzo de este capítulo, y de presentar una comparación entre los resultados de las dos instalaciones experimentales empleadas, se recoge en la tabla 6.6 un resumen de las dependencias obtenidas para la longitud líquida en función de las variables estudiadas. Han sido incluidos la ley de escalado obtenida mediante consideraciones teóricas (apartado 6.2.4) y los resultados de los análisis estadísticos de datos experimentales obtenidos en las dos instalaciones. Como comparación con otros autores, se presentan los que se deducen del tratamiento estadístico de los resultados experimentales presentados por Siebers [14] para el combustible de referencia heptametil-nonano, empleando la iluminación directa mediante una fuente laser y en un rango de condiciones mucho mayor que el de los estudios aquí presentados.

En todos los casos, se obtienen resultados muy similares para todas las variables básicas controlables en el caso de un motor Diesel de inyección directa. Así, la presión de inyección es un parámetro que no influye de forma importante, el diámetro de orificio lo hace de manera lineal, y la densidad tiene una influencia con un exponente entre -0.4 y -0.6 . En cuanto a la temperatura, su influencia es más notable, con un exponente entre -1.39 y -1.74 . Así pues,

apartado.

⁹⁴El análisis de resultados ha indicado que las medidas con presión de admisión 2.2 *bar* y temperatura de admisión 30°C podrían contener errores experimentales, así que no se han considerado en la regresión estadística. Además, el punto de presión de inyección 600 *bar*, presión de admisión 1.4 *bar* y temperatura de admisión 30°C ha resultado tener unos residuos anormalmente altos, lo que ha hecho aconsejable eliminarlos de la correlación.

Estudio	a	b	c	d
Estudio teórico	0	1	-0.5	-1.58/ -1.65
Motor maqueta	≈ 0	1.15	-0.54	-1.74
Motor endoscopia	≈ 0	—	-0.43	—
Siebers [14]	0	1	-0.59	-1.39

Tabla 6.6: Comparación de las dependencias para la longitud líquida según una expresión del tipo $LL \propto P_{inj}^a d_o^b \rho_{a,\infty}^c T_{a,\infty}^d$ obtenidas teórica y experimentalmente.

Motor	$\rho(kg/m^3)$	$T(K)$	$P(bar)$	$\overline{LL} \pm \sigma_{LL}$
Motor maqueta	26.0	906.0	69.0	33.7 ± 0.98
Endosc. $T_{int} = 30^\circ C$	28.3	913.5	74.1	18.7 ± 1.15
Endosc. $T_{int} = 40^\circ C$	27.7	925.9	74.9	18.9 ± 0.82

Tabla 6.7: Comparación entre resultados de los dos motores estudiados en puntos de funcionamiento similares.

la hipótesis de control por mezcla de la evaporación es bastante razonable, tal como se había indicado, incluso validada en diferentes instalaciones.

Por otra parte, también se puede realizar la comparación entre los resultados de las dos instalaciones experimentales tomando puntos de funcionamiento de condiciones cercanas en ambos casos. En el caso del motor maqueta, solamente se ha realizado ensayos con un diámetro de orificio de $200 \mu m$ en la serie $P_{inj} - d_o$, siendo las condiciones termodinámicas en punto muerto superior similares a las de los puntos ensayados a una presión de admisión de $1.8 bar$ en el motor con accesos endoscópicos. La tabla 6.7 recoge las condiciones termodinámicas en el punto muerto superior en el motor maqueta, así como las condiciones medias durante el inicio de inyección hasta el momento en que se estabiliza la longitud líquida⁹⁵. Como parámetro de comparación se ha promediado las medidas de longitud líquida de las cuatro presiones de inyección ensayadas en cada motor, habida cuenta de la poca influencia de esta variable sobre el parámetro estudiado.

Se aprecia que, a pesar de que las condiciones son ciertamente similares, hay una gran diferencia entre las longitudes líquidas medidas. Ciertamente las longitudes líquidas del motor con accesos endoscópicos debieran ser más

⁹⁵Esta diferencia de criterios de comparación de condiciones termodinámicas responde a la intención de eliminar la influencia del diferente régimen de giro de ambos motores. En el motor maqueta, más lento, estas condiciones no se modifican tanto como en el de accesos endoscópicos.

reducidas que en el motor maqueta, pues hay mayores valores de densidad y temperatura en cámara. Sin embargo, teniendo en cuenta las dependencias experimentales obtenidas en el motor maqueta (tabla 6.6), su longitud líquida media en los puntos de comparación pasaría de 33.7 a un valor entre 31.7 y 32.0 *mm*, con lo que ello no justifica las diferencias observadas. Pensamos que estas pueden deberse a dos causas:

- La diferencia de la geometría interna de ambos inyectores (minisaco monoorificio en el motor maqueta vs. VCO biorificio en el motor con accesos endoscópicos), que se traduciría en cambios en los coeficientes de descarga a la salida de la tobera, y en comportamientos distintos en materia de cavitación. Este hecho influiría fundamentalmente sobre el valor efectivo del diámetro de tobera que se emplearía en lugar de d_o .
- Incertidumbre experimental en el caso de la técnica de visualización endoscópica, con unas imágenes de menor calidad, y en las que, tal como se ha venido indicando, parece probable que se esté infravalorando la longitud líquida del chorro debido a la baja relación señal-ruido en la zona de definición de la misma.

En base al análisis presentado, nos inclinamos a pensar más bien en la segunda hipótesis. Probablemente el límite detectado en el chorro líquido no sea el de evaporación total. Lo que parece que se detecta, más bien, es la parte del chorro líquido en la que la evaporación no se hace notar. Ello no invalida, sin embargo, los resultados obtenidos en el motor con accesos endoscópicos. En efecto, ambos límites estarán muy probablemente relacionados (figura 6.3), con lo que la ley de escalado será similar. Esto ha quedado reflejado en el hecho de que variables como la densidad en cámara y la presión de inyección actúan de forma muy similar en esta instalación y en el motor maqueta, donde no aparecen estos problemas. Por tanto, son los valores absolutos, y no las tendencias, los que no pueden ser adecuadamente explicados en el motor con acceso endoscópico.

6.3 Aportaciones al estudio del proceso de autoencendido

6.3.1 Planteamiento

En este apartado se pretende aportar una serie de resultados que contribuyan a la comprensión del comportamiento del chorro durante la fase de inicio

del proceso de combustión. Dentro del objetivo global de la tesis de descripción del proceso de inyección-combustión Diesel es importante el análisis de esta fase transitoria en la cual no cabe el análisis sencillo en base al modelo empleado de chorro gaseoso estacionario. Ya en el apartado 2.4 se ha hecho una descripción del estado del conocimiento de los fenómenos que ocurren desde que comienza la inyección del chorro hasta el establecimiento de la reacción química autosustentada. Sin duda el estudio de esta fase presenta una gran cantidad de incertidumbres, puesto que en los fenómenos que tienen lugar durante la misma hay un alto grado de acoplamiento entre aspectos físicos y químicos. Aquí se van a plantear análisis sencillos de resultados experimentales obtenidos en condiciones muy controladas que serán interpretados mediante razonamientos de la teoría de chorros. No se va a entrar en la descripción de la cinética química, y se va a considerar que los efectos de la liberación de calor son despreciables durante todo el proceso. Si bien esta simplificación es bastante aproximada durante la fase de retraso, no lo es tanto en la de premezclada, aunque debido a la pequeña duración de la misma y al hecho de que en realidad se trata de una transición entre un chorro inerte y uno reactivo, tampoco parece una hipótesis demasiado aventurada. De esta manera se podrá hacer uso de los conceptos manejados sobre chorro Diesel evaporativo en el apartado anterior.

El punto de partida es la matriz de ensayos realizada para el estudio de evaporación presentado en el apartado anterior en el motor mocilíndrico de 1.85 l de cilindrada descrito en el capítulo 3 con accesos endoscópicos. Las condiciones de ensayo vienen recogidas en la tabla 6.4, con un barrido de cuatro valores de presiones de inyección y de admisión, y dos valores de temperatura de admisión. La selección de esta instalación frente al motor maqueta para la realización de estos ensayos responde a una serie de consideraciones de interés. Conviene recordar que el sistema de inyección que se emplea para estos estudios va dotado de una tobera con únicamente dos orificios, situados de forma opuesta, de manera que toda la información obtenida procede de la evolución de los dos chorros en el interior de una geometría real de motor. Ello supone un grado de acercamiento muy notable al comportamiento de un chorro en condiciones de funcionamiento ‘reales’ de motor. Como indican Higgins et al. [7], el estudio del autoencendido mediante la interpretación de la ley de liberación de calor presenta una serie de diferencias notorias si se compara el caso de un único chorro con el de un motor real con un cierto número de chorros, debido a fenómenos como el filtrado de la señal de presión o la recepción por parte del captador de las ondas de presión procedentes de los diferentes chorros. Ello hace aconsejable el manejo de sistemas de inyección de un número reducido de chorros con el fin de asegurarnos una cierta fiabilidad

en el estudio de los fenómenos. Una instalación como la aquí empleada puede proporcionar estas prestaciones, de ahí que haya sido seleccionada para el presente estudio. Por otra parte, se tiene la ventaja adicional de que existe una amplia base de datos del funcionamiento del motor en condiciones nominales y con la tobera de ocho orificios, procedente del trabajo de Molina [16], con lo que siempre hay una forma de referir las condiciones de funcionamiento del motor a puntos de operación reales.

Estudios anteriores en este motor han demostrado que la velocidad de giro influye en el proceso de combustión principalmente por el hecho de que impone una velocidad de variación de las condiciones del aire en que se inyecta el combustible, pero los procesos son los mismos en cuanto a su fenomenología. Este motor se suele estudiar a tres regímenes de giro básicos, 1200, 1500 y 1800 *rpm*, que son los previstos en el ciclo ESC de homologación de 13 modos. Se ha tomado el menor de los regímenes para todos los ensayos, pues en este caso se supone que la variación antes comentada de las condiciones termodinámicas del aire es la menor. Además, desde el punto de vista del ruido sobre la señal de presión, este es también el régimen más favorable. El inicio de inyección nominal también se ha mantenido constante e igual a 5 *CAD* después del punto muerto superior de compresión (valor típico en este motor y con este régimen de giro). En la práctica hay pequeñas variaciones entre los distintos puntos que suponen, como mucho, 1.2 *CAD* para todos los ensayos y 0.6 *CAD* como máximo para cada una de las presiones de inyección por separado.

En este caso se han usado como fuentes de resultados experimentales la técnica de medida de la señal de presión, así como la filmación de las imágenes de endoscopía del desarrollo inicial del chorro líquido así como de la aparición de la llama de difusión. De entre ellas, el instrumento básico de análisis para esta parte va a ser la medida de la señal de presión y posterior deducción de la tasa de liberación de calor según un modelo termodinámico de una zona descrito en la tesis de Armas [17]. Un ejemplo de los resultados de interés se presenta en la figura 6.12. Se ha representado la tasa de inyección, la tasa de liberación de calor (*DHRL*), el levantamiento de la aguja del inyector y la evolución de la penetración aparente media de las imágenes obtenidas en el ensayo, ya empleada en el estudio de evaporación. La resolución angular empleada es de 0.2 *CAD*, tanto en imágenes de visualización como en la señal de presión, lo cual supone a 1200 *rpm* un intervalo temporal entre datos de 27.8 μs . El inicio de la inyección (*SOI*) aparece definido por una parte por la curva de tasa de inyección y levantamiento de aguja, y por otra por la aparición del chorro en las imágenes. Se observa, al igual que en la figura 6.10, cómo transcurre el proceso de inyección y evaporación del chorro,

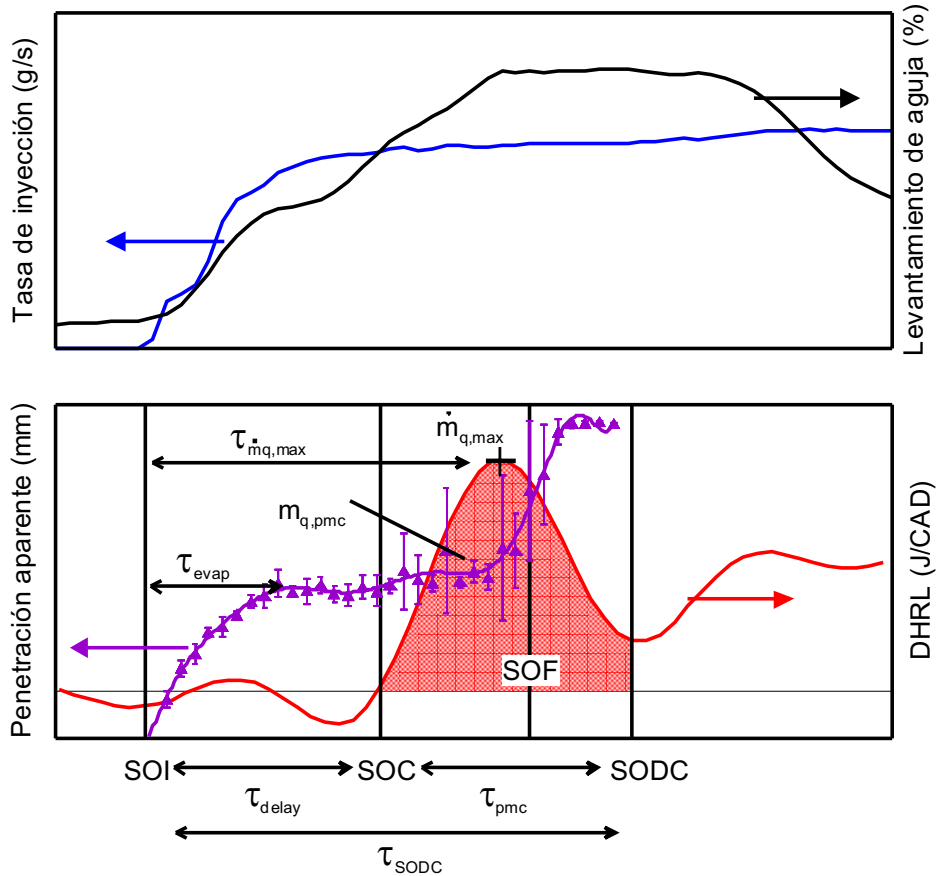


Figura 6.12: Definición de parámetros para la caracterización de la fase de combustión premezclada.

que alcanza la longitud líquida máxima. En la figura también se aprecia el aumento abrupto de la tasa de liberación de calor característico de la fase de combustión premezclada, con el subsiguiente máximo y la disminución hasta un primer mínimo relativo. En los resultados del procesado de imágenes⁹⁶ se observa como a partir de un determinado instante aumenta la penetración de forma bastante importante, indicando la aparición del hollín radiante, tal como ya se había indicado al analizar la figura 6.10.

De acuerdo a las fases del autoencendido del chorro que se analizaban en el apartado 2.4, se concluye que la información disponible mediante las técnicas

⁹⁶ Al igual que en la figura 6.10, se ha representado el valor promedio de las diez imágenes tomadas en cada instante, así como una barra de error de \pm una desviación típica.

empleadas en este estudio se corresponde únicamente con la fase de la ignición a alta temperatura, esto es, la fase de premezclada, y sobre ella centraremos el análisis, mostrando la relación entre los fenómenos de mezcla previa y de combustión durante la misma.

6.3.2 Definición de parámetros

Con el fin de caracterizar la evolución del autoencendido de los chorros se han definido los siguientes hitos temporales:

- Inicio de inyección *SOI*: definido sobre las imágenes como la última imagen en la cual no aparece el chorro, teniendo en cuenta que éstas se toman con una resolución angular de 0.2 *CAD*.
- Instante de evaporación total: Posición temporal en la cual se alcanza por primera vez la longitud líquida máxima.
- Inicio de combustión *SOC*: definido sobre la tasa de liberación de calor como el último instante en el cual este parámetro pasa por cero. Marca el inicio de la fase de combustión premezclada.
- Inicio de combustión por difusión *SODC*: definido sobre la tasa de liberación de calor como el instante del primer mínimo relativo de la tasa de liberación de calor tras el máximo alcanzado durante la fase de premezclada.
- Aparición de llama de hollín *SOF*: se denominará así a la primera posición temporal en la cual aparece el hollín en las imágenes. Debido a los bajos niveles de luminosidad en las primeras fases de la combustión y con el fin de poder detectar la aparición del hollín se han tomado imágenes con un tiempo de exposición relativamente elevado ($250 \mu s = 1.8 \text{ CAD}$). Para compensarlo, el intervalo temporal entre las imágenes ($0.2 \text{ CAD} = 27.8 \mu s$) es muy reducido comparado con dicho tiempo de exposición. Por ello, dada la primera imagen en la que se detecta esta radiación, su posición temporal se ha corregido suponiendo que se está detectando justo al final del tiempo de exposición de la cámara, añadiendo 0.1 *CAD* para tener en cuenta incertidumbres temporales de la sincronización del sistema.
- Instante en el que se alcanza el máximo de energía liberada por unidad de tiempo durante la fase de premezclada identificado sobre la curva de liberación de calor.

A partir de estos hitos temporales, y tomando como referencia el inicio de inyección, se han definido los siguientes tiempos característicos:

- Tiempo de retraso τ_{delay} : tiempo transcurrido desde el inicio de la inyección al de la combustión.
- Duración de la combustión premezclada τ_{pmc} : tiempo transcurrido desde el inicio de la combustión al inicio de la combustión por difusión.
- Tiempo de inicio de la combustión por difusión τ_{sodc} : suma de los dos tiempos característicos anteriores.
- Tiempo hasta el máximo de la tasa de liberación de calor $\tau_{\dot{m}_q, max}$: tiempo transcurrido desde el inicio de inyección hasta dicho máximo.
- Tiempo de evaporación τ_{evap} : Tiempo necesario para alcanzar la longitud líquida máxima, con lo que el proceso de evaporación alcanza el estado estacionario.
- Tiempo de aparición de la llama de hollín τ_{flame} : Se halla a partir de la diferencia entre el inicio de inyección y la aparición de la llama de hollín.

Con el fin de completar la descripción se han definido dos parámetros adicionales:

- Masa quemada en premezclada m_{qp} : Área bajo la tasa de liberación de calor desde SOC a $SODC$ expresada en masa de combustible a partir de un poder calorífico de referencia del combustible. Este cambio de energía a masa se ha realizado con el fin de poder comparar con masa de combustible inyectada. Este es el más sencillo de los dos criterios que emplea Alkidas para definir la combustión premezclada, y que se han analizado en el apartado 2.5 (figura 2.6).
- Tasa máxima de combustión en premezclada $\dot{m}_{qp, max}$: Máximo de la tasa de liberación de calor alcanzado durante la fase de premezclada, expresado en masa por unidad de tiempo a partir del mismo poder calorífico de combustible usado para la definición de m_{qp} .

6.3.3 Análisis de resultados

Tiempos característicos

En este apartado se van a comparar entre sí todos los tiempos característicos antes definidos, con el fin de analizar la secuencia de autoencendido

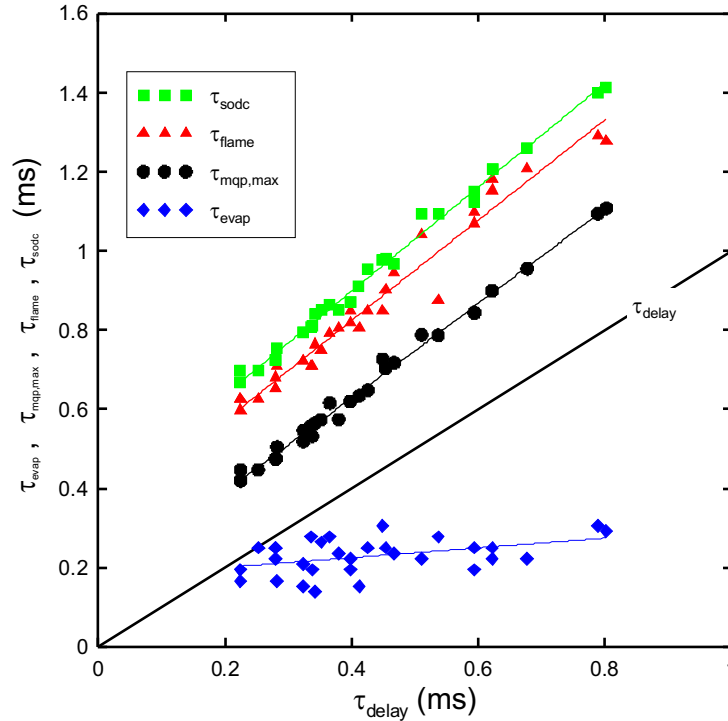


Figura 6.13: Comparación de diferentes tiempos característicos del proceso de autoencendido para todos los puntos del estudio.

del chorro y entender de qué parámetros depende. Con este propósito se ha construido la figura 6.13, en las que se ha empleado como variable independiente el tiempo de retraso. La comparación muestra que los tiempos de los diferentes hitos del proceso de autoencendido se ordenan de la misma forma que el tiempo de retraso y según el orden:

inicio de inyección \rightarrow evaporación \rightarrow inicio de combustión \rightarrow
 máximo de la tasa de combustión \rightarrow aparición de la llama de hollín \rightarrow
 inicio de la combustión por difusión

existiendo una relación prácticamente lineal entre todos ellos. Esto constituye un primer indicio de que los mecanismos que controlan el inicio de la combustión a elevada temperatura y el posterior desarrollo de la fase de premezclada deben ser similares.

Evaporación En la figura 6.13 se observa cómo el tiempo de evaporación es el único que se desmarca claramente del resto, mostrando valores con mucha mayor dispersión si se compara con la tendencia lineal del resto de parámetros con respecto al tiempo de retraso. Un análisis más detallado de los resultados experimentales de τ_{evap} parece indicar que hay mayor dependencia de la presión de inyección, pues los tiempos de evaporación más largos se obtienen para la presión de inyección de 600 bar, y los más cortos para una presión de inyección de 1200 bar, no pudiéndose apreciar una tendencia clara con la densidad. De acuerdo a su definición, dicho tiempo es el que necesita el frente del chorro para alcanzar la longitud característica de evaporación, pudiendo obtenerse una ley de escalado para el mismo en función de las condiciones en cámara y la presión de inyección a partir de las siguientes expresiones:

$$s \propto \sqrt{\frac{u_o \cdot d_{eq} \cdot t}{\tan(\theta/2)}} \rightarrow t \propto \frac{s^2 \cdot \tan(\theta/2)}{u_o \cdot d_{eq}} \quad (6.14)$$

$$LL \propto d_o \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.5} \cdot T_{a,\infty}^{-1.65}$$

La primera es la ley teórica de penetración para el chorro Diesel transitorio [1, 2], mientras que la segunda proviene del análisis del chorro Diesel en condiciones de evaporación (apartado 6.2)⁹⁷. El tiempo de evaporación se obtiene a partir de las relaciones anteriores, empleando además las proporcionalidades $\tan(\theta/2) \propto \rho_{a,\infty}^{0.2}$ y $u_o \propto P_{inj}^{0.5}$:

$$t = \tau_{evap} \rightarrow s = LL \rightarrow \tau_{evap} \propto d_o \cdot P_{inj}^{-0.5} \cdot \rho_{a,\infty}^{-0.30} \cdot T_{a,\infty}^{-3.3} \quad (6.15)$$

De acuerdo a esta ley de escalado, y teniendo en cuenta las diferencias máximas de densidad ($41/22 \text{ kg/m}^3$) y de presión de inyección (1200/600 bar) que se alcanzan en este estudio, el tiempo de evaporación oscilaría en aproximadamente un 100 $\left[1 - \left(\frac{41}{22}\right)^{-0.3}\right] \approx 17\%$ debido a la densidad y en un orden de 100 $\left[1 - \left(\frac{1200}{600}\right)^{-0.5}\right] \approx 30\%$ como consecuencia de los cambios de presión de inyección. Teniendo en cuenta que el tiempo medio de evaporación es de 228 μs , estos porcentajes representan diferencias que, en el caso de la densidad, son del orden de la resolución mínima temporal (27.8 μs) y en el caso de la presión de inyección son de más del doble de dicha resolución. Esta limitación de resolución temporal explica que la estratificación encontrada experimentalmente sea por presiones de inyección más que por densidades.

⁹⁷Se ha empleado la expresión teórica de la longitud de evaporación por coherencia con el hecho de que la otra ecuación también se obtiene teóricamente. Las dependencias cambian poco si se emplean las ecuaciones obtenidas experimentalmente.

Adicionalmente, mediante un análisis estadístico de los datos de tiempo de evaporación se ha obtenido la siguiente expresión:

$$\tau_{evap} \propto P_{inj}^{-0.698} \cdot \bar{P}^{-0.217} \cdot \bar{T}^{-8.02} \quad R^2 = 66.6\% \quad (6.16)$$

en la cual τ_{evap} es el tiempo de evaporación en *ms*, \bar{T} y \bar{P} son la temperatura en *K* y la presión en *bar* medias en cámara desde el inicio de inyección hasta τ_{evap} , y P_{inj} es la presión de inyección nominal en *bar*. El coeficiente de determinación R^2 no es muy elevado, pero como ya hemos comentado, las diferencias entre tiempos de evaporación son en algunos casos del orden de la resolución temporal, lo cual impide un mejor ajuste. Además, las incertidumbres en la determinación de la longitud líquida máxima para estas imágenes, comentadas en el apartado 6.2 también influirán en la precisión de las medidas. Aún así, el exponente de la densidad (presión en cámara) es muy similar al teórico, observándose una gran divergencia en el de la temperatura, parámetro en el que se ha barrido un rango de valores más reducido, lo cual podría explicar esta diferencia. Por lo que respecta a la presión de inyección, el exponente se modifica del -0.5 teórico a aproximadamente -0.7 de la regresión. Hay que tener en cuenta al respecto que todo el proceso de penetración inicial del chorro líquido ocurre simultáneamente con el crecimiento de la tasa de inyección desde el valor nulo inicial hasta su valor máximo. Si se contrastan los resultados del ensayo de tasa se observa que para los valores de tiempo de evaporación, la tasa está en el 60 – 70% de su valor máximo, todavía en la parte de rampa inicial y sin levantamiento de aguja máximo. El proceso de inyección todavía está, pues, en un transitorio, con lo que velocidad de salida del chorro no es la nominal, y por tanto la presión de inyección efectiva durante ese periodo es algo menor de la que se ha empleado en la regresión.

Por último, hay que recordar que la primera fase del autoencendido es la que se denominaba en el apartado 2.4 *periodo de inducción física*, que abarca el intervalo temporal necesario para formar una mezcla en condiciones de reacción. Puesto que las prereacciones químicas tienen lugar principalmente en fase vapor, podemos tomar el tiempo de evaporación como una primera medida de este periodo de inducción física. Aún así, hay que tener en cuenta que antes de este instante ya existe fase vapor formada, y que, como se vio en el apartado 2.4, dependiendo de las condiciones de funcionamiento, el autoencendido puede incluso comenzar en zonas aguas arriba de la longitud líquida máxima. De hecho, en la figura 6.13 se observa que esta situación se da muy probablemente para los tiempos de retraso cortos, del orden de los tiempos de evaporación. Sin embargo, pensamos que τ_{evap} es válido como escala temporal característica de este periodo.

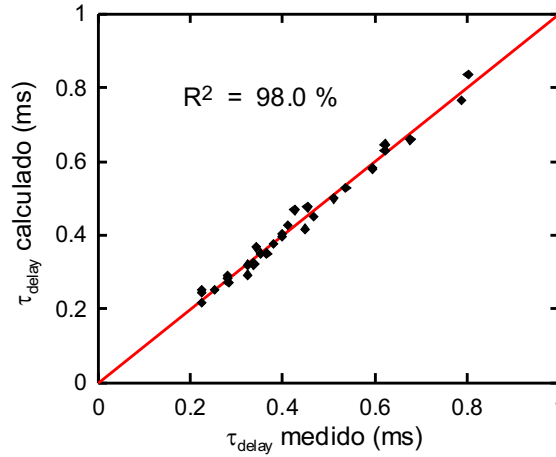


Figura 6.14: Comparación de los valores de tiempo de retraso medidos y calculados mediante la ecuación 6.17.

Retraso al autoencendido Para analizar el tiempo de retraso τ_{delay} , que es el siguiente hito en el orden cronológico del proceso de autoencendido, se ha seguido el punto de vista descrito en el apartado 2.4 consistente en emplear una ecuación sencilla que permita predecirlo en el rango de funcionamiento escogido. La descripción detallada de los fenómenos físico-químicos que ocurren desde el inicio de inyección hasta el de la combustión a elevada temperatura exige complicados cálculos y modelos fuera de los objetivos del presente trabajo. La ecuación obtenida mediante una regresión estadística ha sido:

$$\tau_{delay} = 1.6435 \cdot 10^{-1} \cdot \exp [8870/\bar{T}] \cdot \bar{P}^{-1.258} \cdot P_{inj}^{-0.495} \quad (6.17)$$

en la cual τ_{delay} es el tiempo de retraso en *ms*, \bar{T} y \bar{P} son la temperatura en *K* y la presión en *bar* medias en cámara en este caso desde el inicio de inyección hasta el inicio de combustión, y P_{inj} es la presión de inyección nominal en *bar*. En la figura 6.14 se aprecia el elevado grado de validez de esta ecuación para reproducir los valores del tiempo de retraso medidos en el intervalo de condiciones del estudio.

Las dependencias observadas indican que el tiempo de retraso disminuye al aumentar los tres parámetros de los que depende. Siguiendo el análisis del apartado 2.4, el aumento de la *temperatura en cámara* debería básicamente acelerar la cinética de la reacción más que influir sobre el desarrollo del chorro, salvo por el efecto sobre la evaporación. De hecho, se ha observado que en

todos los casos pasar de temperatura de admisión de 30°C a 40°C reduce sistemáticamente el tiempo de retraso, si bien sobre la longitud máxima de evaporación el efecto no es determinante, como ya se ha comentado en el apartado 6.2.5. En cuanto al papel de la *presión en la cámara* de combustión, téngase en cuenta que en este caso su variación se corresponde también con variaciones de densidad en cámara⁹⁸. La presión en cámara influye sobre la cinética química del autoencendido de forma compleja, y además controla a través de la densidad el proceso de mezcla físico del chorro. Por su parte, la *presión de inyección* influye únicamente sobre la intensidad del proceso de mezcla, al igual que la densidad. La variación de esta intensidad produce cambios en el tiempo de inducción física, como se ha visto en el análisis del tiempo de evaporación (ecuación 6.16). De hecho, el escalamiento de τ_{delay} con la presión de inyección es similar al del tiempo de evaporación (ambos van regidos por un exponente de un orden de magnitud similar), lo cual indica que el papel de la presión de inyección sobre el tiempo de retraso tiene más que ver con la fase de inducción física. En consecuencia, los cambios en la presión de inyección inducen variaciones temporales de las condiciones que una porción de mezcla va encontrando durante la evolución de su cinética química, si bien este aspecto es difícilmente cuantificable sin un modelo cinético.

Tiempos característicos del proceso de combustión premezclada La ubicación temporal de la fase del autoencendido a alta temperatura, la combustión premezclada, viene caracterizada por τ_{delay} y τ_{sodc} , que marcan su inicio y final según el criterio aquí seguido. Como se observa en la figura 6.13, ambos son a primera vista proporcionales. De hecho, se puede realizar con los mismos una regresión lineal obteniendo un elevado coeficiente de determinación:

$$\tau_{sodc} = 0.374 + 1.312 \cdot \tau_{delay} \quad R^2 = 99.2\% \quad (6.18)$$

con ambos tiempos en *ms*. Teniendo en cuenta que la diferencia $\tau_{sodc} - \tau_{delay}$ es la duración de la fase de combustión premezclada τ_{pmc} , se obtiene que ésta también es lineal con el tiempo de retraso. Empleando de nuevo una regresión estadística:

$$\tau_{pmc} = 0.374 + 0.312 \cdot \tau_{delay} \quad R^2 = 87.9\% \quad (6.19)$$

⁹⁸De hecho, en el caso de emplear la densidad en cámara en lugar de la presión, el exponente para esta variable en la ecuación es exactamente el mismo

donde el cambio en el coeficiente de determinación respecto a la expresión anterior es debido a que τ_{pmc} tiene diferencias entre los puntos de ensayo del orden de los de la resolución temporal. La figura 6.15 representa esta última regresión lineal⁹⁹. Adicionalmente se han probado ajustes estadísticos con relaciones más complicadas (del tipo $\frac{\tau_{sodc}}{\tau_{delay}} = f(\bar{P}, \bar{T}, P_{inj}, \dots)$), sin embargo, en ningún caso los resultados han sido tan favorables como en el de la ecuación 6.19. Este resultado indica que los fenómenos que rigen la fase de autoencendido del chorro a baja temperatura (desde el inicio de inyección hasta el final del tiempo de retraso) guardan una relación directa con la duración de la fase a elevada temperatura, fase de combustión premezclada. La variación del tiempo de retraso está regida, como se acaba de ver, por fenómenos cinéticos y de mezcla, de forma que este parámetro modificará la cantidad de masa en fase de reacción a baja temperatura cuando llega el momento del autoencendido. El hecho de que la duración de ambos tiempos esté relacionada indica que debe existir una dependencia entre la preparación de combustible durante el retraso y su combustión inmediata. El por qué de esta correspondencia lineal y prácticamente unívoca entre ambos tiempos característicos no ha podido ser explicado.

Hay que señalar que, en las expresiones anteriores, la duración de la combustión premezclada tiende a un valor de $0.374 \mu s$ cuando el tiempo de retraso tiende a cero. Se observa en la figura 6.13 que para los tiempos de retraso más reducidos, el tiempo de evaporación es del orden del de retraso. Ello implica que seguramente al tender a condiciones de mayores presiones de inyección y densidades en cámara que las estudiadas aquí, la interacción entre la evaporación y el autoencendido sea fundamental debido al acortamiento de los tiempos característicos, cobrando una gran importancia el periodo de inducción física frente al de autoencendido a baja temperatura. Ello impide la extrapolación de la correlación a tiempos de retraso reducidos, puesto que los fenómenos físico-químicos que se han de describir seguramente cambien de forma sustancial.

Un aspecto importante de cara al análisis de las imágenes de la combustión durante la fase de premezclada es la posición temporal en la que aparece el hollín radiante. Según estos resultados, este hecho se produce hacia el final de la fase de combustión premezclada, entre el máximo de la tasa de liberación de calor y el inicio de la combustión por difusión ($\tau_{m_{qp,max}} < \tau_{flame} < \tau_{sodc}$). Es destacable que entre el inicio de la combustión por difusión y el tiempo de aparición de llama hay una relación lineal del tipo:

⁹⁹Hay un punto claramente fuera de la tendencia general de los resultados, correspondiente al punto de presión de inyección 1200 bar, presión de admisión 1.4 bar y temperatura de admisión $40^{\circ}C$, pero su influencia en el resultado de la correlación es muy reducida.

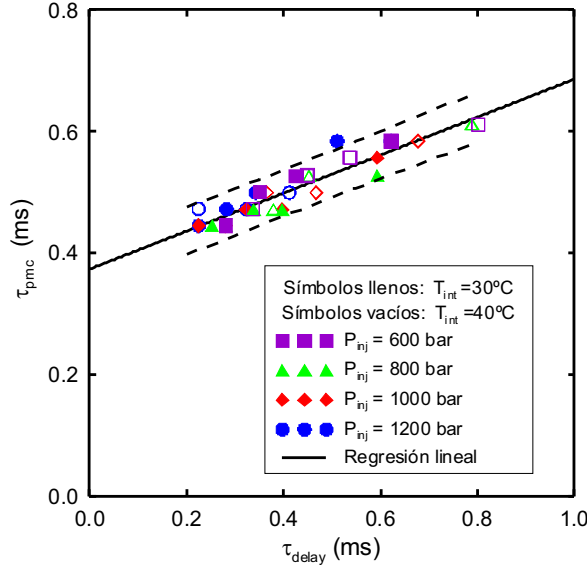


Figura 6.15: Regresión lineal de la duración de la fase de premezclada en función del tiempo de retraso. En discontinuo, límites para las predicciones con un nivel de confianza 95%.

$$\tau_{sodc} = 70.06 + 1.00064 \cdot \tau_{flame} \quad R^2 = 98.0\% \quad (6.20)$$

expresando ambos tiempos en microsegundos. Ello indica que ambos tiempos deben ir regidos por los mismos fenómenos, y están desfasados en el tiempo, con las herramientas experimentales aquí empleadas, por $70 \mu s$. Se confirma, pues, el papel del hollín como indicador del inicio de la combustión por difusión.

Según Higgins et al. [7], la aparición del hollín ocurre en las cercanías del punto de máxima tasa de liberación de calor, $\tau_{flame} \simeq \tau_{\dot{m}_{qp,max}}$, justificándose por el hecho de que a partir de ese instante comienza a disminuir la cantidad de oxígeno en el chorro, se han elevado las temperaturas y ha transcurrido el tiempo suficiente como para que aparezca el hollín. Para su estudio, el autor emplea una cámara intensificada, pues cuando se produce este fenómeno la radiación puede llegar a crecer en varios órdenes de magnitud (véase figura 2.4). Esta discrepancia con los resultados del presente estudio cabe atribuirla a la sensibilidad de la cámara empleada y a su rango dinámico. Probablemente el umbral de detección de la cámara empleada en el presente trabajo impida conocer el instante exacto en el que aparece el hollín, con lo que los inicios de llama aquí medidos se corresponden ya a niveles de luminosidad elevados.

De todas formas, este resultado está más en consonancia con los de Higgins et al., puesto que evidentemente el hollín aparece a partir de la mitad de la fase de combustión premezclada, que con los de Dec y Espey [18], que detectan el hollín justo tras el tiempo de retraso. Debido al rápido aumento de la radiación del hollín (dos ordenes de magnitud en tan solo $50 \mu s$ según la figura 2.4) parece poco probable que la aparición del hollín en estos ensayos tenga lugar tan cerca del inicio de la combustión premezclada.

Masa quemada en combustión premezclada

El siguiente parámetro analizado ha sido la masa quemada durante lo que aquí se ha considerado como fase de combustión premezclada, m_{qp} . Tradicionalmente se entiende que dicha masa es la que ha sido llevada hasta condiciones de inflamabilidad en el momento del inicio de la fase del autoencendido a elevada temperatura. Si la tasa de preparación de dicha mezcla reactiva fuese constante en el tiempo, tiempos de retraso más largos aumentarían la cantidad de masa quemada en premezclada, y lo contrario sucedería con tiempos de retraso más reducidos. Sin embargo, como se aprecia en los resultados que aquí se presentan, los parámetros que controlan el tiempo de retraso también tienen una repercusión directa sobre el proceso de mezcla, con lo que las variaciones no siempre resultan tan sencillas de analizar.

La figura 6.16 representa la variación de m_{qp} frente al tiempo de retraso. Se han empleado dos gráficas con el fin de distinguir la influencia de la densidad en cámara y de la presión de inyección. En líneas generales se observa que a presiones de inyección constante, la variación de m_{qp} es creciente y prácticamente lineal con el tiempo de retraso. En cambio, si se mantiene constante la presión en cámara (o la densidad) la tendencia observada es la opuesta: mayores tiempos de retraso significan menores masas quemadas durante la fase de premezclada.

Para realizar el análisis de estos resultados partiremos de la hipótesis de que la masa quemada en combustión premezclada dependerá de la intensidad media del proceso de mezcla \dot{m}_{prep} y de un tiempo característico para la realización de esta mezcla. Como indicador de los parámetros de los que depende la intensidad de mezcla se podría definir la inversa del tiempo que tarda una partícula en llegar hasta una cierta fracción másica de combustible viajando sobre el eje $\tau_{mix,f}$ que, según se vio en el capítulo 4 sigue una dependencia en el chorro gaseoso de:

$$\tau_{mix,f} \propto \frac{d_{eq}}{u_o \cdot Y_f^2} \quad \rightarrow \quad \dot{m}_{prep} \propto \tau_{mix,f}^{-1} \quad (6.21)$$

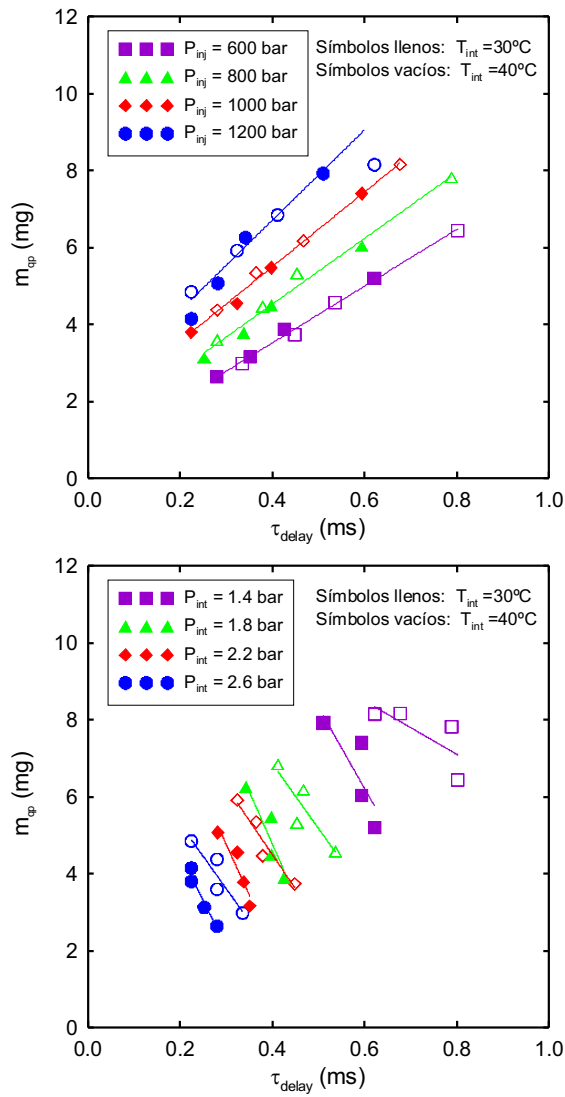


Figura 6.16: Comparación entre la masa quemada en premezclada y el tiempo de retraso. Las líneas son ajustes lineales para cada grupo de símbolos.

Por otra parte, dada la relación lineal entre los tiempos de inicio y fin de la combustión premezclada podemos tomar como tiempo característico cualquiera de ellos, con lo que los razonamientos se van a hacer sobre la base del tiempo de retraso τ_{delay} . Se puede analizar el papel de cada variable de este estudio paramétrico:

Presión de inyección: Al modificar este parámetro se actúa tanto sobre la tasa de preparación de combustible \dot{m}_{prep} , como sobre el tiempo de retraso τ_{delay} . En el primer caso, el aumento de la intensidad de la mezcla se consigue mediante el aumento de la velocidad de salida del combustible u_o al poner en juego un mayor flujo de cantidad de movimiento, que como ya se vio es el motor del proceso de mezcla entre el aire y el combustible. Además, al aumentar la velocidad de salida el proceso de calentamiento de la masa de combustible inyectada al mezclarse con aire también se acelera, disminuyendo el tiempo de inducción física y acelerando las reacciones químicas. Del balance entre ambos efectos opuestos resulta que bajo las condiciones de este estudio la influencia sobre el tiempo de retraso es menor que sobre la tasa de preparación de mezcla, de forma que al aumentar la presión de inyección se produce un aumento de la masa quemada en premezclada, aunque disminuye el tiempo de retraso.

Presión en cámara (densidad): Manteniendo el resto de variables bajo estudio constantes, un cambio en la presión en cámara influye tanto sobre el tiempo de retraso como sobre la tasa de preparación de mezcla. Esta última aumenta con el aumento de presión, debido al aumento de la densidad en cámara (d_{eq}), y con ello del englobamiento de aire por parte del chorro. Por otra parte, este aumento de englobamiento reduce el tiempo de inducción física, y como consecuencia del aumento de presión las reacciones químicas también deberían acelerarse, disminuyendo en conjunto el tiempo de retraso. Del balance de ambas tendencias parece que bajo las condiciones de este estudio el efecto de la densidad sobre la tasa de preparación es menor que sobre el tiempo de retraso, al contrario de lo que ocurría con la presión de inyección.

Temperatura en cámara: La modificación de esta variable en el estudio paramétrico es reducida. Su efecto sobre la cinética química sería principalmente una aceleración de la misma, reduciendo el tiempo de retraso químico¹⁰⁰. Tal indica la ecuación 6.21, y como se ha venido manejando

¹⁰⁰También se debería reducir el tiempo de inducción física, aunque debido a las pequeñas variaciones aquí realizadas los cambios no son muy notables.

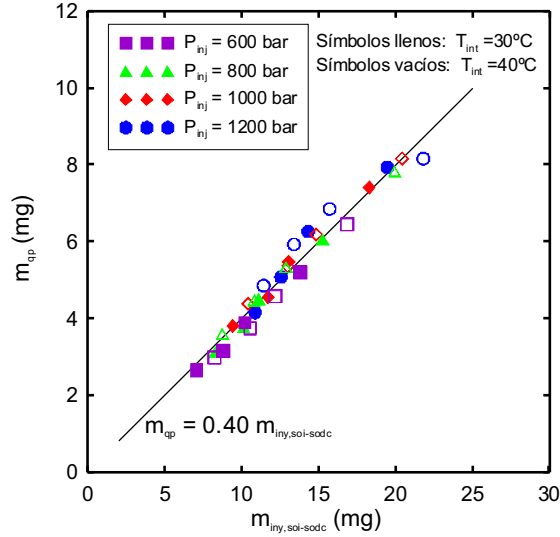


Figura 6.17: Comparación entre la masa quemada en premezclada m_{qp} y la masa inyectada desde el inicio de inyección hasta el final de la fase de combustión premezclada $m_{f,soi \rightarrow sodc}$.

en todo este apartado dedicado al chorro Diesel en ambiente inerte, la tasa de preparación de mezcla dependerá de la densidad del gas ambiente, y no de su temperatura. Debido a los pequeños cambios en la densidad inducidos por las diferencias de temperatura, esta tasa de preparación de mezcla debería permanecer sustancialmente constante. En consecuencia, el cambio observado en la masa mezclada al cambiar la temperatura en la figura 6.16 sería proporcional a las variaciones del tiempo de retraso y no a cambios en la tasa de mezcla. Este razonamiento queda reforzado por el hecho de que, en los casos estudiados, la tasa de combustión en la fase de difusión es prácticamente idéntica si se comparan puntos en los que únicamente cambia la temperatura de admisión. Teniendo en cuenta que en esta otra fase la tasa de combustión es igual a la tasa de mezcla, ello confirma que esta última no se modifica bajo las condiciones de funcionamiento que aquí se estudian.

Frente a los análisis anteriores, otro resultado notable del análisis de la masa quemada en la fase de premezclada es la proporcionalidad existente entre la misma y $m_{f,soi \rightarrow sodc}$, la masa inyectada desde el inicio de inyección (instante *SOI*) hasta el final de la combustión premezclada (instante *SODC*). Plateando una regresión del tipo lineal con los resultados de la ley de liberación

de calor y los de la tasa de inyección se consigue la siguiente ecuación:

$$m_{qp} = 0.40 \cdot m_{f,soi \rightarrow sodc} \quad R^2 = 99.8\% \quad (6.22)$$

que indica que del orden del 40% de la masa inyectada desde el inicio de inyección hasta el inicio de la combustión por difusión se quema en la fase de premezclada. Llama la atención el hecho de que la masa quemada en premezclada dependa de un parámetro obtenido en todo el intervalo temporal hasta el inicio de la combustión por difusión. Este hecho acentúa todavía más la interdependencia entre las dos primeras fases definidas en el estudio clásico de la combustión Diesel.

Comparando con resultados similares en la literatura, Alkidas [19] encuentra una correspondencia simple entre la masa quemada en premezclada y la duración angular de la fase de retraso al autoencendido, si bien se observa una cierta dispersión en los datos que presenta. En el mismo trabajo, Alkidas referencia unos estudios de Miyamoto et al. [20] en los que los autores indican que en un motor Diesel de inyección directa el 50% del combustible inyectado durante el tiempo de retraso se quema durante la combustión premezclada¹⁰¹. También en el presente trabajo se intentó una comparación entre la masa quemada en premezclada y la inyectada durante el tiempo de retraso, pero el coeficiente de determinación bajaba hasta $R^2 = 87\%$, con lo que consideramos que la dependencia no es tan clara. Hay que tener en cuenta que tanto los resultados de Alkidas como los de Miyamoto et al. han sido obtenidos en motores de aspiración natural, con mayores proporciones de combustión premezclada.

Esta dependencia íntima de la masa quemada en premezclada con la masa de combustible inyectado durante todo el proceso de autoencendido parece que rompa un poco los razonamientos expuestos más arriba, basados en la dependencia de esta variable con la tasa de mezcla. Sin embargo, si pensamos en que no es todo el combustible inyectado el que se quema, sino aproximadamente el 40%, podemos intuir que sí que debe existir algún efecto del proceso de mezcla, puesto que no todo este combustible estará en las mismas condiciones de dosado y temperatura.

Como fuente de información adicional se ha recurrido al modelo planteado por López [2] para chorro Diesel isoterma no reactivo¹⁰². Teniendo en cuenta

¹⁰¹Alkidas indica que el ajuste de los datos experimentales realizados por Miyamoto no es demasiado bueno, aunque los que él presenta tampoco se pueden calificar de excelentes.

¹⁰²El hecho de que la mayoría del proceso de mezcla transcurra durante el tiempo de retraso, sin liberación de calor importante, permite el empleo de conceptos de chorro inerte, al menos con el enfoque que se quiere dar aquí de descripción general en base al proceso de mezcla.

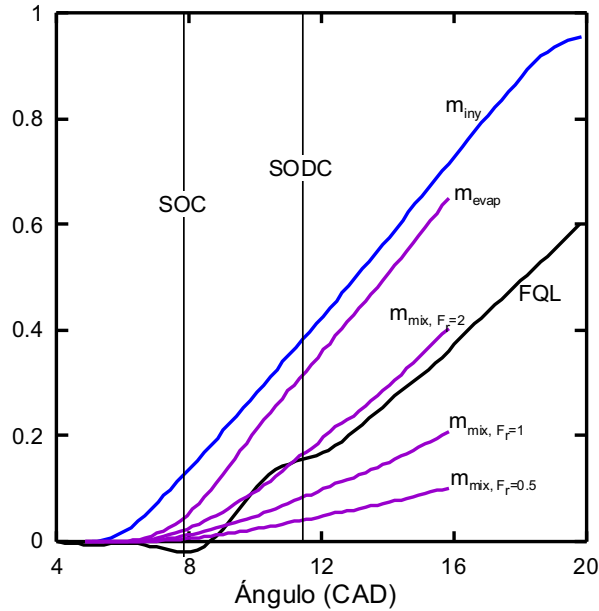


Figura 6.18: Evolución temporal de la FQL y las curvas acumuladas de masa inyectada, evaporada y mezclada bajo dosados relativos 2, 1 y 0.5 para el ensayo de $P_{inj} = 600 \text{ bar}$, $P_{int} = 2.2 \text{ bar}$ y $T_{int} = 30^\circ\text{C}$.

las consideraciones desarrolladas en el presente capítulo, el proceso de mezcla de los chorros Diesel en condiciones de evaporación es idéntico al del chorro isotermo, salvo por consideraciones del ángulo de chorro. No se ha considerado corrección alguna con este último parámetro, debido a que no se dispone de información alguna del mismo para este motor. El modelo ha sido modificado para incluir el cálculo de la fracción de combustible de evaporación $Y_{f, evap}$ [4, 11], con lo que se puede calcular la masa evaporada, tomada como aquella que tiene una fracción de combustible menor que $Y_{f, evap}$. De cara a las propiedades evaporativas, se ha considerado que el combustible es heptadecano.

Mediante este modelo se han realizado cálculos de chorro transitorio que simulan las condiciones en el motor durante el proceso de autoencendido, obteniéndose la evolución temporal de la masa de combustible que se encuentra por debajo de un dosado relativo 2, 1 y 0.5, así como la masa evaporada. La figura 6.18 muestra un ejemplo de esta evolución temporal para uno de los casos. Se han representado las cuatro curvas características anteriores, así como la de masa inyectada acumulada. Estas curvas han sido divididas por la masa total inyectada, con el fin de obtener una curva cuyo valor final debería ser 1. Se observa que, con cierto desfase temporal, la evolución de la masa

evaporada tiende a seguir a la de la masa inyectada. Esto implica que la evaporación alcanza un periodo estacionario rápidamente, de manera que toda la masa inyectada va a estar evaporada al inicio de la combustión por difusión, salvo por la masa que se encuentra en el interior de la longitud líquida. Este hecho es debido a que al producirse la evaporación con dosados ricos¹⁰³, las iso-superficies correspondientes están ubicadas cerca de la tobera, con lo que el chorro alcanza esta zona rápidamente.

Por su parte, la curva de masa bajo dosado relativo 2 también tiende a seguir a la de la masa inyectada, aunque bastante más desfasada en el tiempo que la de masa evaporada. Por último, las curvas de masa bajo dosado relativo 1 y 0.5 tardan mucho más en estabilizarse, puesto que corresponden a grados de mezcla mucho más elevados.

La adimensionalización de las curvas permite compararlas con la de fracción de calor liberado (FQL), esto es, la ley de combustión con un valor final 1, que también aparece representada en la figura. En su evolución se aprecia el crecimiento súbito al inicio de la fase de combustión premezclada, al final de la cual su posición se sitúa entre las curvas de dosado relativo 2 y 1. En ese instante se puede apreciar que la coordenada de la *FQL* es del orden del 40% de masa total inyectada, tal como se ha obtenido anteriormente.

Se puede comprobar que este comportamiento se sigue cumpliendo de forma general en todos los puntos ensayados. Como confirmación se han realizado las comparaciones entre la masa quemada en premezclada obtenida experimentalmente m_{qp} y las masas evaporada y bajo dosado relativo 2 y 1, obtenidas a partir de los cálculos con el modelo en el instante de inicio de la combustión por difusión. Las tendencias son principalmente lineales¹⁰⁴, de manera similar a las de la figura 6.17. Las ecuaciones resultantes (masas en *mg*) son:

$$\begin{aligned} m_{qp} &= 0.39 \cdot m_{evap,soi \rightarrow sodc} & R^2 &= 99.7\% \\ m_{qp} &= 0.76 \cdot m_{mix,F_r=2,soi \rightarrow sodc} & R^2 &= 99.4\% \\ m_{qp} &= 1.50 \cdot m_{mix,F_r=1,soi \rightarrow sodc} & R^2 &= 99.4\% \end{aligned} \quad (6.23)$$

Combinando estas ecuaciones con la 6.22 podemos comprobar que efectivamente, durante la fase de combustión en premezclada se quema todo el

¹⁰³De la figura 6.4 se aprecia que para una temperatura de unos 900 K, $Y_{f,evap} \approx 0.24-0.32$, correspondiendo a un dosado relativo del orden de 4 – 7.

¹⁰⁴En las gráficas de este apartado se han presentado las correlaciones entre m_{qp} y las masas inyectadas, mezcladas o evaporadas según funciones lineales, pero también se había comprobado el ajuste estadístico a una función del tipo $Y = ax^b$, obteniendo un exponente b del orden de 1, lo que confirma la tendencia lineal.

combustible que se ha conseguido mezclar hasta un dosado relativo menor o igual a 2. Este resultado está en el límite inferior del rango de dosados que mide Dec [10] (apartado 2.4) en la sección principal de un chorro durante la fase de autoencendido (dosados relativos entre 2 y 4). Estas divergencias podrían ser debidas a que se han empleado conceptos de chorro inerte, sin tener en cuenta la influencia que la liberación de calor durante el proceso de combustión premezclada pueda tener sobre el proceso de mezcla. En efecto, la liberación de calor, como se verá en el capítulo 5, reduce la intensidad de la mezcla, lo que implicaría un aumento de la masa en dosados más ricos.

Tasa de combustión máxima en premezclada

Con el fin de cerrar el análisis de la fase de combustión premezclada se ha considerado la tasa máxima de combustión durante esta fase. La figura 6.19 presenta la comparación de esta variable frente al tiempo de retraso agrupando los datos según la presión de inyección. Se aprecia que las tendencias son similares a los de la masa quemada en premezclada, puesto que la disposición de los puntos es muy similar a los de la gráfica superior de la figura 6.16. Hay que señalar que los puntos a más baja densidad (los de mayor tiempo de retraso para cada presión de inyección) parecen apartarse de la tendencia de los otros puntos, excepto para la presión de inyección de 600 *bar* a la cual todos los puntos muestran una idéntica relación entre $\dot{m}_{qp,max}$ y τ_{delay} . Ello puede ser debido al hecho, observable en las imágenes, de que en los puntos de baja densidad de aire la llama aparece ya totalmente pegada a la pared de la cámara de combustión. En el resto de los puntos, la llama aparece en el frente del chorro y posteriormente llega a la pared de la cámara de combustión. Este hecho hace que el proceso de combustión durante la fase de premezclada se modifique, de forma que las tasas de combustión se aparten de la tendencia de los otros puntos.

La proporcionalidad entre masa quemada y tasa de combustión máxima en premezclada es en cierta forma lógica, pues la duración de la fase de combustión premezclada no cambia demasiado de un punto de ensayo a otro (figura 6.15), con lo que la proporción entre el área bajo la curva de tasa de liberación de calor (m_{qp}) y la altura máxima de dicha área ($\dot{m}_{qp,max}$) se mantiene sensiblemente constante. La figura 6.20 confirma esta igualdad. Se ha representado $\dot{m}_{qp,max}$ frente a una tasa media de combustión en premezclada obtenida a partir del cociente entre el área m_{qp} y la duración τ_{pmc} . Se aprecia que todos los puntos caen sobre una recta. Esta proporcionalidad entre las variables representadas indica que el desarrollo de la combustión premezclada siempre tiene lugar según un perfil temporal similar. Si la evolución temporal

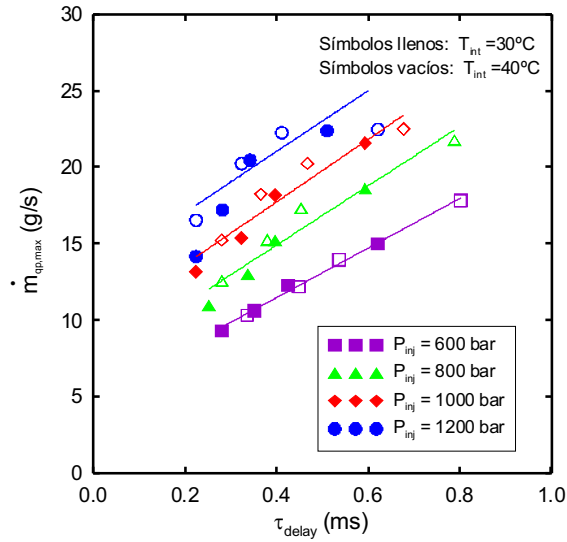


Figura 6.19: Evolución de la tasa máxima de combustión durante la fase de premezclada frente al tiempo de retraso.

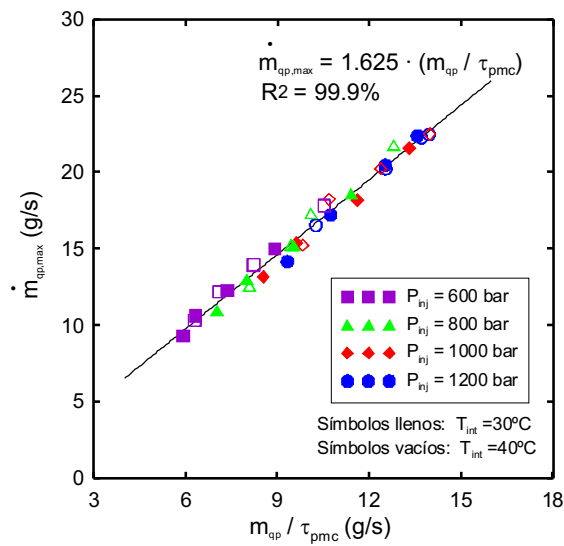


Figura 6.20: Evolución de la tasa máxima de combustión durante la fase de premezclada frente a la tasa media de combustión en ese mismo intervalo de tiempo.

de la tasa de combustión transcurriese según una ley triangular, el factor de proporcionalidad sería 2. Como esta fase de la combustión no termina en cero, sino que sigue con la fase de difusión, la forma no es triangular y el factor de proporcionalidad es algo menor (1.625).

Comparación con el motor en condiciones nominales de funcionamiento

Como se ha dicho en la introducción de este apartado, el trabajo de Molina [16] recopila una base de datos de este mismo motor y sistema de inyección pero con una tobera de 8 orificios con un diámetro de orificio de $178 \mu m$ (la nominal del motor) en un estudio que cubre un rango más amplio de condiciones. También este autor realiza una serie de análisis, si bien menos extensos, de la fase de retraso al autoencendido y combustión premezclada. La importancia de la comparación de dicho estudio con el presente trabajo reside en que recoge puntos de funcionamiento real del motor, con lo que dan aplicabilidad a los conceptos aquí desarrollados.

En cuanto al tiempo de retraso, Molina sigue una metodología similar a la del presente estudio, obteniendo una expresión empírica para el mismo:

$$\tau_{delay} = 2.12 \cdot 10^{-2} \cdot \exp [4861/\bar{T}] \cdot \bar{P}^{-0.7} \cdot P_{inj}^{-0.2} \quad (6.24)$$

con τ_{delay} en *ms*, \bar{T} en *K* y \bar{P} en *bar*. Se observa que los términos de los que depende el tiempo de retraso son los mismos, pero que cambian los exponentes y la energía de activación. Los términos que más cambian porcentualmente son la energía de activación y el exponente de la presión de inyección, que aquí tiene mucho menor peso. El primero hay que tomarlo con reservas en el estudio de la presente tesis, pues no barre un rango importante de temperaturas. Con respecto al segundo, hay que tener en cuenta que la tobera de dos orificios tiene un inicio de inyección más rápido, con lo que la evolución de la tasa de inyección por cada orificio no es exactamente igual que en el caso de la tobera de ocho orificios. Ello modificará de forma sustancial el proceso de mezcla durante la primera parte del autoencendido, y con ello el tiempo de retraso.

Molina también realiza un análisis de la fase de premezclada, llegando a la expresión empírica:

$$m_{qp} = 6.11 \cdot m_{f,soi \rightarrow sodc}^{1.12} \cdot \bar{p}^{-0.98} \quad (6.25)$$

donde se repite de nuevo la dependencia lineal de la masa quemada en premezcla con la masa inyectada hasta el inicio de la combustión por difusión, aunque

en este caso también hay una dependencia de la densidad. En general, los rangos que cubre el trabajo de Molina son mucho mayores, incluyendo variaciones de la velocidad de giro. Este hecho, junto con la comentada diferencia entre tasas de inyección puede explicar cambios en los exponentes de ajuste, si bien los parámetros básicos de dependencia son prácticamente los mismos.

6.4 Conclusiones

6.4.1 Estudio del chorro Diesel evaporativo

En el primer apartado de este capítulo se ha presentado un estudio teórico y experimental del chorro Diesel en condiciones de evaporación. En una primera parte, se ha realizado un planteamiento que extiende la teoría de chorros gaseosos al caso de un chorro Diesel con cambio de fase bajo la hipótesis de que la evaporación está controlada por mezcla. Ello ha permitido deducir unas leyes de escalado teóricas para la longitud líquida máxima que ha podido ser contrastadas mediante un análisis experimental posterior. *Se confirma, pues, que la longitud líquida máxima del chorro está controlada por mezcla, tal como se había encontrado en la revisión realizada en el apartado 2.3.2.*

La principal limitación del análisis presentado es el hecho de que la validación de los supuestos se ha realizado únicamente para la longitud líquida máxima, no siendo posible obtener resultados que permitan contrastar las hipótesis mediante técnicas experimentales sencillas como las que aquí se emplean. A pesar de ello, el modelo simplificado de chorro Diesel evaporativo parece lo suficientemente razonable como para ser empleado en todo el chorro, y no únicamente para predecir la longitud líquida máxima. De hecho, este planteamiento ha sido empleado en el trabajo de Juliá [4] con la técnica de Fluorescencia Exciplex Inducida por Láser (LIEF) para medida de concentraciones simultáneas del vapor y del líquido en el seno de un chorro. Este autor compara sus resultados experimentales con los procedentes de las consideraciones aquí realizadas. El acuerdo no es total, según indica el mismo autor, principalmente debido a problemas de tipo experimental asociados a la técnica, que produce un solapamiento excesivo entre las fases líquida y vapor.

Aún así, en la zona más cercana a la tobera (núcleo potencial del chorro) parece que estos conceptos tendrán una validez más reducida, debido a la proximidad entre las gotas de combustible. Sin embargo, las consideraciones teóricas básicas sobre chorros gaseosos (caída hiperbólica de la concentración, perfiles radiales de concentraciones, viscosidad constante. . .) tampoco pueden

aplicarse en dicha zona, con lo que la validez de los análisis del chorro Diesel está limitado ya de partida para distancias cercanas a la tobera.

En resumen, *a pesar de que la evaporación supone un cambio importante en las propiedades del chorro Diesel frente al gaseoso, la hipótesis de control por mezcla permite seguir manteniendo la analogía entre ambos tipos de chorros.* Si se parte de un modelo de chorro Diesel isoterma como el que desarrolla López [2], la evaporación se puede incluir de forma sencilla, superponiendo unas relaciones de estado adecuadas y, en todo caso, considerando la influencia que esta pueda tener sobre el ángulo de chorro, pero a priori no se requiere modificaciones adicionales, ni siquiera en la definición del diámetro equivalente del problema.

6.4.2 Proceso de autoencendido

El análisis realizado en el segundo apartado del capítulo acerca de la combustión premezclada indica que *los fenómenos de mezcla y químicos están fuertemente acoplados durante la fase inicial de la combustión de un chorro Diesel.* Del estudio se pueden entresacar una serie de conclusiones relevantes:

- *Los tiempos característicos del proceso de autoencendido de un chorro son todos proporcionales al tiempo de retraso, definido este último desde el inicio de inyección hasta el inicio de la fase de combustión premezclada. Únicamente el tiempo necesario para la evaporación, y con ello el tiempo de inducción física, sigue leyes de escalado diferente.*
- *El tiempo de retraso y el de duración de la fase de premezclada son lineales entre sí. El rango de variación de este último en este estudio ha sido del orden de 200 μs frente a 600 μs para el tiempo de retraso.*
- *Se ha confirmado que el hollín aparece en la parte final de la combustión premezclada. Si bien el instante exacto no ha podido ser obtenido debido a limitaciones en el sistema óptico, sí que se observa que se correlaciona muy bien con el inicio de la combustión por difusión.*
- *La masa quemada en premezclada es proporcional a la masa inyectada desde el inicio de inyección hasta el final de la combustión premezclada, aspecto ya obtenido ensayando con la tobera nominal del motor.*
- *El análisis del proceso de mezcla en un chorro inerte confirma que el proceso de evaporación llega a un estado estacionario en tiempos mucho más cortos que los de retraso. Este mismo análisis indica que durante la*

fase de combustión premezclada se consume el combustible que ha logrado mezclarse hasta dosados menores que 2.

- El desarrollo de la combustión premezclada sigue una ley temporal similar en todos los casos, habiendo una relación constante entre la tasa máxima y la tasa media de combustión durante esta primera fase.
- En resumen, bajo las condiciones del estudio la liberación de calor durante el autoencendido del chorro puede ser parametrizada en base exclusivamente al tiempo de retraso. La duración de la fase de combustión premezclada es lineal con este parámetro, y conocida la masa inyectada durante el mismo se puede estimar la masa quemada en premezclada. Con ambos parámetros, y teniendo en cuenta una evolución temporal similar, queda totalmente definida dicha fase.

Algunos aspectos no han quedado totalmente explicados, probablemente debido a las hipótesis sencillas de chorro en ambiente inerte manejadas a lo largo del apartado, pero los principales fenómenos que ocurren durante el autoencendido del chorro sí que han sido analizados de forma detallada.

6.A Apéndice: Deducción de la relación entre la proporción de masa evaporada y los incrementos de entalpía

En este apartado se va a reescribir la ecuación 6.2:

$$Y_f = Y_{f,l} + Y_{f,v} = \frac{h - h_{a,\infty}}{h_{f,o} - h_{a,\infty}}$$

que depende de la fracción másica de combustible evaporado $Y_{f,v}$ en ambos lados de la ecuación y de la temperatura T en la parte derecha, de forma que quede con dependencias separadas respecto a ambas variables. En primer lugar, y bajo la hipótesis de mezcla ideal, la entalpía de la mezcla es la suma de cada uno de los componentes:

$$h = Y_{f,l}h_{f,l}(T) + Y_{f,v}h_{f,v}(T) + Y_a h_a(T)$$

Sustuyendo en la ecuación anterior y reorganizando los términos obtenemos la ecuación:

$$Y_{f,v} (h_{f,o} - h_{f,v}(T)) + Y_{f,l} (h_{f,o} - h_{f,l}(T)) = Y_a (h_a(T) - h_{a,\infty})$$

ecuación que no viene más que a decir que, bajo las hipótesis del problema, la entalpía que cede el aire en la mezcla al enfriarse (parte de la derecha) es la que hace calentar y en su caso evaporar el combustible. Como además, $Y_{f,v} = Y_f - Y_{f,l}$, la ecuación anterior queda:

$$Y_{f,v} (h_{f,l}(T) - h_{f,v}(T)) + Y_f (h_{f,o} - h_{f,l}(T)) = Y_a (h_a(T) - h_{a,\infty})$$

Puesto que se supone que líquido y vapor están en condiciones de saturación, la diferencia entre sus entalpías a una cierta temperatura es precisamente la entalpía de vaporación $h_{f,v}(T) - h_{f,l}(T) = \Delta h_{f,v}(T)$, con lo que la ecuación anterior queda, definitivamente:

$$\frac{Y_{f,v}}{Y_a} = \frac{h_{a,\infty} - h_a(T) - \frac{Y_f}{1-Y_f} (h_{f,l}(T) - h_{f,o})}{\Delta h_{f,v}(T)}$$

Dada una fracción másica de combustible Y_f , la ecuación anterior tiene una dependencia única de la fracción másica de combustible en la parte izquierda, y de la temperatura en la parte derecha, lo que permite el cálculo de las propiedades en la zona de evaporación de un chorro Diesel.

6.B Apéndice: Ecuaciones para la definición de las propiedades en los equilibrios líquido-vapor

Con el fin de resolver los equilibrios líquido vapor (ecuaciones 6.3 y 6.4) se necesita conocer las ecuaciones que describan las siguientes propiedades:

- *Capacidades calóricas de todas las sustancias:* Para el caso de las sustancias gaseosas y el combustible en estado vapor se emplean correlaciones para gas ideal del tipo:

$$c_p = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 \quad (6.26)$$

En el caso del combustible líquido, se ha recurrido a la ecuación de Rowlinson-Bondi, que basándose en el principio de los estados correspondientes hace empleo de una ecuación de corrección para calcular la capacidad calórica del líquido $c_{p,l}$ a partir de la de gas ideal c_p del apartado anterior particularizada al combustible mediante una expresión del tipo:

$$\frac{c_{p,l} - c_{p,g}}{R} = f(T_r, \omega) \quad (6.27)$$

donde $T_r = T/T_c$ es la temperatura reducida y ω el factor acéntrico correspondiente.

- *Entalpía de evaporación del combustible $\Delta h_{f,v}(T)$* : Se ha empleado la correlación del factor acéntrico de Pitzer, que también se basa en el principio de los estados correspondientes, de forma que la expresión usada es:

$$\frac{\Delta h_{f,v}(T)}{R \cdot T_c} = f(T_r, \omega) \quad (6.28)$$

- *Presión de vapor del combustible $P_{f,sat}(T)$* : se ha empleado la correlación de Lee-Kesler que sigue una expresión:

$$\text{Log} \left(\frac{\Delta h_{f,v}(T)}{R \cdot T_c} \right) = f(T_r, \omega) \quad (6.29)$$

donde $f = f_1(T_r) + \omega f_2(T_r)$, siendo f_1 y f_2 funciones empíricas.

- *El coeficiente de compresibilidad del aire z_a y del combustible z_f* : En ambos casos se han obtenido mediante una ecuación cúbica de estado particularizada para la expresión dada por Peng-Robinson:

$$P = \frac{R \cdot T}{v - f_2} - \frac{f_1}{v^2 + 2 \cdot f_2 \cdot v - f_2^2} \quad (6.30)$$

donde v es el volumen molar parcial, y f_1, f_2 son funciones de la temperatura reducida T_r , el factor acéntrico ω y la presión y temperatura críticas P_c, T_c . Mediante una reformulación de la ecuación es posible obtener el coeficiente de compresibilidad correspondiente.

Las constantes y funciones necesarias para las expresiones elegidas han sido tomadas en todos los casos de Reid et al. [21].

Bibliografía

- [1] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [2] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no eva-porativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

- [3] Naber J. D. y Siebers D. L. “Effects of gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays”. *Transactions of the SAE*, Vol. 105 n° 3, pp. 82–111, 1996. SAE Paper 960034.
- [4] Juliá J. E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por Láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [5] Faeth G.M. “Evaporation and Combustion of Sprays”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 9, pp. 1–76, 1983.
- [6] Wakil M. M. El, Myers P. S. y Uyehara O. A. “Fuel vaporization and ignition lag in Diesel combustion”. *Transactions of the SAE*, Vol. 64, pp. 712–729, 1956.
- [7] Higgins B., Siebers D. y Aradi A. “Diesel-Spray Ignition and Premixed-Burn Behaviour”. *SAE Paper 2000-01-0940*, 2000.
- [8] Heywood J. B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1988.
- [9] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [10] Espey C., Dec J. E., Litzinger T. A. y Santavicca D. A. “Planar laser Rayleigh scattering for quantitative vapor-fuel imaging in a Diesel jet”. *Combust. Flame*, Vol. 109, pp. 65–86, 1997.
- [11] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros diesel evaporativos en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [12] Salvador F.J. *Estudio teórico -experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [13] Macián V., Bermúdez V., Payri R. y Gimeno J. “New technique for the determination of the internal geometry of diesel nozzle with the use of the silicone methodology”. *Experimental Techniques*, Vol. 27, pp. 39–43, 2003.

-
- [14] Siebers D. “Liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999.
- [15] García J. M. *Estudio mediante visualización de la influencia de las condiciones del aire y de la presión de inyección en los fenómenos de evaporación, mezcla y combustión en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Trabajo de investigación 1762/21. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [16] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [17] Armas O. *Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [18] Dec J. E. y Espey Ch. “Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 982685*, 1998.
- [19] Alkidas A. C. “On the Premixed Combustion in a Direct-Injection Diesel Engine”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 109, pp. 187–192, 1987.
- [20] Miyamoto N., Chikahisa T., Murayama T. y Sawyer R. “Description and Analysis of Diesel Engine Rate of Combustion and Performance Using Wiebe’s Functions”. *SAE Paper 850107*, 1985.
- [21] Reid R. C., Prausnitz J. M. y Poling B. E. *The properties of gases and liquids*. McGraw-Hill, Inc., fourth edition, 1998.

Capítulo 7

Análisis de la llama de difusión Diesel

Contenido

7.1	Introducción	287
7.2	Consideraciones previas	289
7.2.1	La fracción de mezcla y las relaciones de estado	289
7.2.2	Distribución espacial de propiedades	295
7.3	Interpretación de los resultados del método de los dos colores	297
7.4	Estudio experimental de la llama Diesel de difusión	306
7.4.1	Planteamiento del estudio	306
7.4.2	Análisis experimental del fenómeno de Lift-off	312
7.4.3	Análisis experimental de la llama de hollín	319
7.5	Conclusiones	334
	Bibliografía	335

7.1 Introducción

Se va a afrontar en este capítulo el estudio de la fase de combustión por difusión, la más larga de todo el proceso de combustión bajo las condiciones de motor definidas en el primer capítulo. La estructura de la llama durante esta fase puede ser descrita con detalle a partir de la revisión bibliográfica del apartado 2.6, resumida en las figuras 2.8 y 2.9. Además, en los capítulos

dedicados al chorro gaseoso se han introducido conceptos como el de fracción de mezcla y las relaciones de estado, con los que se puede realizar análisis cuantitativos de estos chorros en combustión. Todo ello va a ser sintetizado en el primer apartado del presente capítulo en una descripción de la llama de difusión Diesel que emplea los conceptos de chorro gaseoso.

En dicha descripción existen aspectos que merecen un estudio más detallado, ya que cubren fenómenos no tenidos en cuenta (al menos, de forma detallada) en los capítulos anteriores. Así, el *fenómeno de levantamiento de llama, o lift-off*, es fundamental, pues establece la frontera entre la parte inerte y la parte reactiva de la llama, con lo que sus dependencias en el caso del chorro Diesel merecen ser estudiadas. Por otra parte, la *presencia de hollín*, característica de las llamas de difusión, no ha sido tratada hasta ahora, y también merece un apartado en esta descripción.

De acuerdo con lo anterior, se plantea en este capítulo un estudio experimental que complete en cierta forma el conocimiento respecto a los dos aspectos anteriores. Puesto que se ha seguido una filosofía a lo largo de esta tesis de empleo de herramientas experimentales sencillas, se va a recurrir a la visualización de la quimioluminiscencia del radical OH y al método de los dos colores para obtener la información requerida. Además, esta última técnica va a proporcionar información sobre la distribución de temperaturas en la llama, parámetro que ha podido ser estudiado en los capítulos anteriores desde un punto de vista teórico. Aún así, la contrastación de los razonamientos teóricos con resultados empíricos presenta una cierta dificultad. No se dispone, por ejemplo, de ninguna técnica que permita conocer la composición local, y la temperatura que se mide con el método de los dos colores tampoco es un valor asimilable a un punto concreto de la llama. En consecuencia, las técnicas experimentales empleadas van a permitir comparaciones muy simples con los resultados teóricos. Sin embargo, con estos resultados se va a poder completar desde un punto de vista más empírico la descripción de la llama.

El desarrollo del capítulo comienza con una serie de consideraciones acerca de la aplicación de la teoría de chorros gaseosos en combustión al análisis del chorro Diesel, como síntesis de los capítulos anteriores (apartado 7.2). A continuación (apartado 7.3) se plantea un breve estudio en el que, a partir de la distribución espacial de temperaturas obtenidas de forma teórica, se evalúan los resultados del método de los dos colores, que va a ser una de las técnicas empleadas en el estudio experimental. Todos los apartados anteriores constituyen una base sobre la cual se plantea el trabajo experimental mediante la aplicación simultánea de la visualización de la quimioluminiscencia del radical OH y del método de los dos colores. Con este estudio se obtienen resultados

empíricos de medida de longitud de lift-off (apartado 7.4.2) y de distribución de temperatura y hollín en la llama (apartado 7.4.3), que mejoran la descripción de la llama Diesel de difusión, completando la visión de conjunto del proceso de inyección-combustión que se pretende dar en esta tesis.

7.2 Consideraciones previas

El estudio de la llama de difusión se afronta tomando como referencia el chorro gaseoso, por una parte (capítulos 4 y 5), y el chorro Diesel evaporativo por otra (capítulo 6). Frente a estos dos casos ya estudiados habrá dos aspectos básicos que analizar¹⁰⁵: las *propiedades locales de la llama* a través del binomio fracción de mezcla – relaciones de estado, para adaptarlos al problema que aquí se presenta de un chorro reactivo, y el cambio en la *distribución espacial de estas propiedades* mediante los factores de escalado correspondientes al modificarse las condiciones de contorno. En este apartado se va a hacer una síntesis de los conceptos desarrollados previamente adaptándolos a la descripción de la llama Diesel de difusión.

7.2.1 La fracción de mezcla y las relaciones de estado

El empleo del concepto de fracción de mezcla como variable escalar conservativa es básico para afrontar el estudio de la llama de difusión, como ya se ha visto en el capítulo 5. Conocida la distribución espacial de esta variable, junto con las relaciones de estado, es posible determinar el valor de cualquier propiedad termodinámica en un punto de la llama. De ahí la relación íntima que existe entre estos dos conceptos. Se puede hacer uso de los mismos bajo las hipótesis asumidas en el análisis de la llama gaseosa. Sin embargo hay que tener en cuenta el papel de la *evaporación* como elemento distintivo entre el chorro Diesel y el gaseoso. Siguiendo las consideraciones del capítulo 6, este aspecto puede ser considerado mediante una selección apropiada de unas relaciones de estado que combinen la solución de llama gaseosa con la de chorro Diesel inerte en condiciones de evaporación, asumiendo todas las hipótesis de ambos casos. Resumimos a continuación las más importantes, quedando la explicación completa de cada una, así como otras hipótesis de menor rango, recogidas en los correspondientes apartados de los capítulos 6 y 5:

1. La llama es axisimétrica y estacionaria.

¹⁰⁵Al igual que en el chorro Diesel evaporativo (capítulo 6) consideramos que el proceso de atomización no es controlante.

2. La presión es uniforme en todos los puntos.
3. El aire está en reposo en zonas suficientemente alejadas del origen.
4. El combustible es tratado como una sustancia monocomponente que se encontrará en fase líquida, líquida y vapor o únicamente vapor.
5. En el caso de presencia de las dos fases para el combustible, se adopta la hipótesis de que las propiedades de ambas serán las de saturación del equilibrio líquido-vapor. Así, la temperatura de la mezcla será la temperatura de saturación del equilibrio.
6. El proceso de reacción química es muy rápido comparado con el de mezcla. En consecuencia, el frente de llama llega hasta el origen del chorro. Esta hipótesis será revisada más adelante, puesto que se ha visto en el capítulo de revisión que en la llama Diesel de difusión sí que aparece el fenómeno de lift-off.
7. Despreciamos fenómenos de convección natural así como pérdidas de calor por radiación.
8. Suponemos una reacción irreversible y de un solo paso, siguiendo la estequiometría:



9. A partir de esta reacción simplificada, la definición de la fracción de mezcla f será análoga a la que se venía empleando (ecuación 5.5):

$$f = \frac{Y_f - (F/O)_{st} Y_{O_2} + (F/O)_{st} Y_{O_2, \infty}}{1 + (F/O)_{st} Y_{O_2, \infty}}$$

de manera que, para cada valor de f , la fracción másica de cada especie Y_i se puede calcular mediante la misma ecuación 5.7.

10. El cálculo de propiedades de la mezcla se realiza sobre la hipótesis de equilibrio termodinámico de mezcla reactiva ideal, en la que cada componente gaseoso 'i' es tratado con una ecuación de estado de sustancia pura real del tipo:

$$z_i(T, P_i) = \frac{PM_i \cdot P_i}{\rho_i^* \cdot R \cdot T} \quad (7.1)$$

donde z_i es el factor de compresibilidad, P_i la presión parcial, PM_i el peso molecular y ρ_i^* la densidad parcial del componente 'i'.

11. Para el cálculo de las presiones parciales de cada componente se asume que se cumplen las leyes de Raoult (referida al equilibrio líquido-vapor) y Dalton (referida al equilibrio entre fases gaseosas), con las mismas implicaciones que se vieron en el caso del chorro Diesel evaporativo en ambiente inerte (apartado 6.2).
12. Para el cálculo de la densidad de la mezcla ρ se emplea la expresión:

$$\rho = \left(\sum_i \frac{Y_i}{\rho_i} \right)^{-1} \quad (7.2)$$

en la que se usan las densidades de cada componente puro i a la temperatura y presión de la mezcla, ρ_i , bajo la hipótesis de mezcla ideal de sustancias reales.

13. El cálculo de la entalpía para el combustible incluye el poder calorífico $H_{p,f}$ calculado a una temperatura de referencia T_o y, en el caso de la fase vapor, la entalpía de evaporación $\Delta h_{f,v}(T_{sat})$:

$$h_f^*(T) = H_{p,f} + \int_{T_o}^{T_{sat}} c_{p,f,l}(T) dT + \Delta h_{f,v}(T_{sat}) + \int_{T_{sat}}^T c_{p,f,v}(T) dT \quad (7.3)$$

14. Para el resto de especies, el cálculo de la entalpía únicamente necesita datos de la fase gaseosa, tomándose como temperatura origen de entalpías la temperatura T_o a la cual está referida el poder calorífico:

$$h_i^*(T) = \int_{T_o}^T c_{p,i}(T) dT \quad (7.4)$$

Bajo estas hipótesis, el procedimiento de cálculo de las relaciones de estado es muy similar al chorro gaseoso reactivo:

1. Dada una fracción de mezcla f , podemos conocer directamente la composición local (combustible, oxígeno, productos y diluyentes) a partir de ecuaciones similares a las 5.7:

$$\begin{aligned} Y_f &= \frac{f - f_{st}}{1 - f_{st}} \\ Y_{O_2} &= Y_{O_2,\infty} \frac{f_{st} - f}{f_{st}} \\ Y_{dil} &= Y_{dil,\infty} (1 - f) \\ Y_{pr} &= 1 - Y_f - Y_{O_2} - Y_{dil} \end{aligned}$$

2. Dada una fracción de mezcla f , también conocemos la entalpía de la mezcla h^* al igual que se hacía con chorro gaseoso en combustión (ecuación 5.15).

$$f = \frac{h^* - h_{f,o}^*}{h_{a,\infty}^* - h_{f,o}^*}$$

3. A partir de la entalpía, y conocida la composición, se puede calcular la temperatura de equilibrio termodinámico. Para ello, hay que considerar si se está en la zona con presencia de combustible líquido o en la zona de combustible totalmente evaporado:

- En el caso de estar en la zona de combustible líquido, se trata de plantear un equilibrio entre el combustible líquido y vapor saturados similar al que se realizó con el chorro Diesel inerte, de donde se obtienen tanto la temperatura T de la mezcla como la fracción de combustible evaporado $Y_{f,v}$. Ahora además hay que añadir el poder calorífico a la entalpía del combustible y considerar que éste se encuentra en equilibrio con una sustancia que, en lugar de ser aire puro, contiene productos de la combustión en proporciones conocidas
- En el caso de estar en la zona de combustible evaporado, el problema se resuelve de la misma forma que en la zona correspondiente del chorro Diesel inerte pero, de nuevo, hay que considerar que el combustible existente tiene un poder calorífico. Así pues, del equilibrio termodinámico se obtiene la temperatura de la mezcla.

4. La densidad de la mezcla se calcula de forma análoga a como se hacía en el chorro Diesel inerte.

La figura 7.1 muestra un ejemplo de los cálculos obtenidos, según estas directrices, para chorro Diesel en combustión comparados con los de mezcla inerte. La apariencia es muy similar a la figura 5.8, que presentaba resultados para el chorro gaseoso en mezcla inerte y reactiva. Se aprecian diferencias importantes en temperatura y densidad entre el caso inerte y el reactivo debidas a la liberación de calor. En cuanto a la composición, es notable la reducción en la fracción de combustible para la cual se da la evaporación total en el caso de combustión frente al de mezcla inerte. Efectivamente, el incremento en la temperatura de la mezcla hace que se consiga evaporar el combustible más rápidamente, pasando de $f_{evap} = Y_{f,evap} = 0.26$ en el caso inerte a $f_{evap} = 0.75$ en el caso de combustión. Es decir, se reduce en una tercera parte prácticamente la cantidad de aire necesario para evaporar. Este hecho

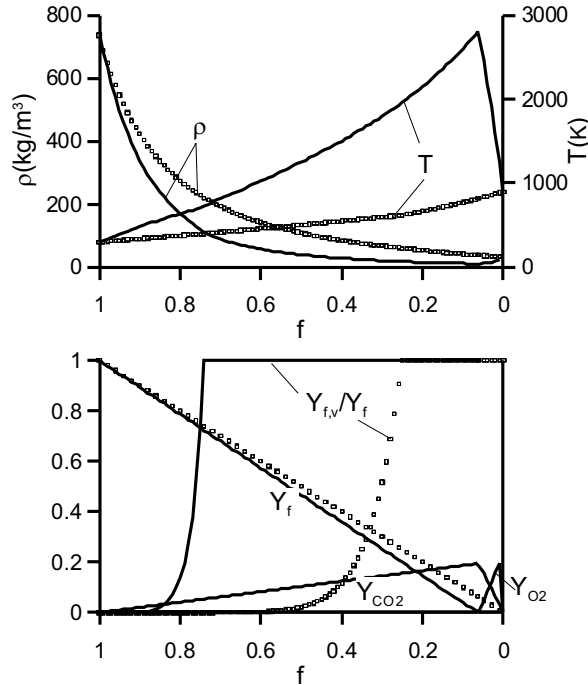


Figura 7.1: Relaciones de estado para chorro de hexadecano líquido en combustión (líneas continuas). En líneas de puntos, variables para cálculos de mezcla inerte. $T_{f,o} = 300\text{ K}$ - $T_{a,\infty} = 900\text{ K}$ - $Y_{O_2,\infty} = 0.23$ - $P = 8.1\text{ MPa}$.

también se puede apreciar en la posición del cambio en la pendiente de la curva de temperatura en el punto en que se evapora totalmente el combustible. Por lo demás, los resultados son congruentes con las hipótesis de partida, que combinan las de chorro gaseoso en combustión (figura 5.8) y las de chorro líquido evaporativo (figura 6.2).

Esta descripción de las propiedades de estado no se corresponden totalmente con las que cabe esperar en el chorro Diesel reactivo en nuestro problema final, pues no se han tenido en cuenta los siguientes dos aspectos:

- Dadas las condiciones en que se da la combustión Diesel cabe esperar la existencia de fenómenos de disociación en el proceso de oxidación del combustible, apareciendo especies intermedias que la reacción de un solo paso no puede tener en cuenta. Ello hace que el cálculo de la reacción de combustión requiera del empleo de consideraciones de equilibrio químico, acoplándose la composición y la temperatura, que bajo las hipótesis empleadas podían resolverse de forma independiente. Teniendo en cuenta

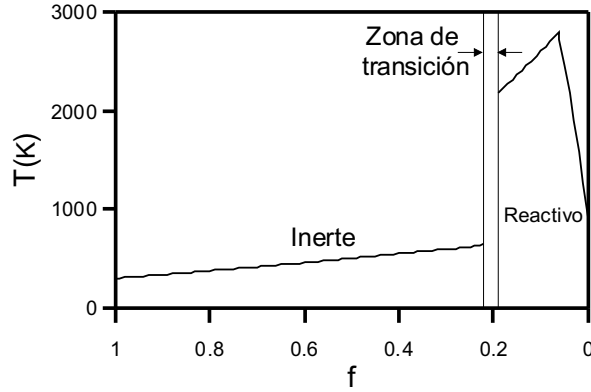


Figura 7.2: Relación de estado para la temperatura en chorro de hexadecano líquido en combustión con lift-off. $T_{f,o} = 300$ K - $T_{a,\infty} = 900$ K - $Y_{O_2,\infty} = 0.23$ - $P = 8.1$ MPa.

que la mayoría de productos parciales aparecen en dosados ricos, y tal como muestran resultados recogidos por Peters [1], el cálculo con equilibrio químico tiene poca influencia en la zona de las relaciones de estado con $f < f_{st}$, no ocurriendo lo mismo para $f > f_{st}$, que espacialmente correspondería al interior de la superficie estequiométrica. En dicha zona sí que se están sobreestimando las temperaturas al emplear la reacción de un solo paso, hasta el punto que la temperatura de equilibrio químico en la zona cercana a la tobera ($f \approx 1$) es más similar a la de mezcla inerte que a la de combustión con reacción de un solo paso. A pesar de esta disparidad de resultados, los cálculos químicos detallados no aportan conceptos nuevos a los aquí presentados, salvo por el acoplamiento que aparece entre composición y temperatura, por lo que no se va a indagar más en ellos en el presente trabajo. Evidentemente sí que deberían ser tenidos en cuenta de cara al cálculo de formación de especies contaminantes o para contrastar los resultados con técnicas experimentales que permitan obtener la composición y/o temperatura local de la mezcla.

- El otro elemento que distingue estas relaciones de estado de las que se dan en una llama Diesel es la presencia del *fenómeno de despegue de llama*. Como ya se ha visto en el capítulo 2, la llama no llega hasta el orificio del inyector, sino que se estabiliza a una cierta distancia del mismo, denominada distancia de lift-off. Por otra parte, en el apartado 5.3 se ha comprobado que en el caso de llama gaseosa con lift-off el comportamiento en la parte inicial es idéntico al caso de un chorro inerte, apareciendo al final de la misma una zona de transición a par-

tir de la cual el comportamiento pasa a ser el de una llama de difusión pura. Trasladando estos razonamientos a las relaciones de estado del chorro Diesel en combustión, estas deberán incluir una parte de chorro no reactivo, desde la fracción de mezcla unidad hasta un cierto valor mínimo, estando por otra parte la zona reactiva limitada entre un valor máximo de fracción de mezcla y el valor extremo cero. Evidentemente, existirá una zona de transición entre ambos estados (totalmente inerte y totalmente reactivo) en la que la hipótesis de estados de equilibrio termodinámico empleada en este trabajo deja de tener validez, con lo que no puede realizarse un cálculo sencillo de propiedades. Esa zona corresponde precisamente a lo que en el capítulo 2 se describía como una zona de combustión premezclada rica, a partir de la cual aparecen productos parciales que son la base sobre la que se origina el hollín de la llama. La figura 7.2 muestra un ejemplo teórico de la evolución de la temperatura para el caso de chorro líquido de hexadecano. Se ha supuesto que la longitud de lift-off es tal que la zona de transición se sitúa alrededor de $f \approx 0.2$. Este valor equivale para el hexadecano bajo las condiciones seleccionadas a un dosado relativo de 4, que de acuerdo a lo visto en el capítulo 2 se corresponde a un valor medio donde se ubica el lift-off.

7.2.2 Distribución espacial de propiedades

El otro aspecto básico para completar la descripción de la estructura de la llama Diesel, de acuerdo a los razonamientos manejados, es la distribución espacial de propiedades a partir de la correspondiente a la fracción de mezcla. Debido a la presencia de lift-off, y tal como se desprende del análisis del chorro gaseoso, hay que dividir la descripción espacial de la llama en dos partes. *En la zona más cercana a la tobera*, la ley de distribución espacial de la fracción de mezcla (la fracción másica de combustible) se haría de forma idéntica al chorro Diesel inerte (ecuación 6.9):

$$Y_f(x, r) = \frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{d_{eq}}{x} \exp \left[-2 \left(\frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{r}{x} \right)^2 \right]$$

mientras que, *una vez superada la longitud de lift-off*, y siguiendo la analogía con el chorro Diesel inerte y con el gaseoso en combustión, podríamos describir la distribución espacial de propiedades según la ley:

$$f(x, r) = \frac{k_4}{\tan(\theta/2)} \frac{d_{eq,comb}}{x} PN \left(\frac{r}{\tan(\theta/2) x} \right)^2 \quad (7.6)$$

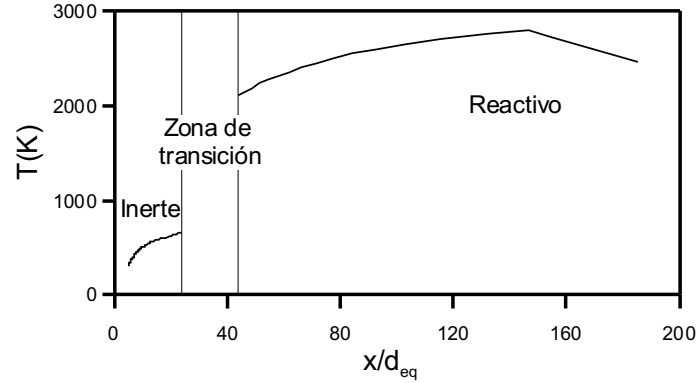


Figura 7.3: Distribución espacial de temperaturas para un chorro de hexadecano líquido en combustión con lift-off. $T_{f,o} = 300 \text{ K}$ - $T_{a,\infty} = 900 \text{ K}$ - $Y_{O_2,\infty} = 0.23$ - $P = 8.1 \text{ MPa}$ - $k_1 = k_4/\tan(\theta/2) = 5$.

en la cual hay que puntualizar los siguientes aspectos:

- Como chorro en combustión, el escalado del tamaño se realiza según el diámetro equivalente de reacción $d_{eq,comb}$, incluido en la expresión anterior y definido ya en el capítulo 5.
- Al tratarse de un chorro líquido atomizado, la tangente del ángulo puede depender de las condiciones del problema, al igual que ocurre en el caso de chorro inerte.
- La función del perfil normalizado puede cambiar respecto a la función exponencial tomada para chorro inerte, pero esta última es una aproximación razonable, como se ha visto para chorro gaseoso.

La transición entre las dos partes, inerte y reactiva, se situaría a la distancia de lift-off. Particularizando las ecuaciones anteriores al eje del chorro, la figura 7.3 describe la evolución teórica de un elemento de combustible situado sobre el mismo. Esta evolución es comparable a la recogida en la figura 2.9, obtenida del estado de conocimiento sobre la combustión del chorro Diesel. Aparece la primera parte de mezcla inerte en las cercanías del inyector, el paso de inerte a reactivo con dosado rico en la zona de lift-off y el crecimiento de la temperatura hasta el frente de llama. Teniendo en cuenta las limitaciones ya comentadas, y la sencillez de los razonamientos aquí empleados, el acuerdo entre esta figura y la que se ha presentado en el capítulo 2 es adecuado. La incertidumbre más importante se produce en la zona de transición, donde ya

se ha comentado que no es posible la estimación de propiedades con hipótesis de equilibrio químico.

En resumen, con herramientas conceptuales procedentes de la teoría de chorro gaseoso turbulento se ha conseguido realizar una descripción sencilla de la estructura y propiedades de la llama Diesel válida en gran parte de la misma, a excepción de la zona de lift-off. Precisamente al estudio de la longitud de lift-off se va a dedicar parte del estudio experimental planteado en este capítulo. La otra información importante que se va a recabar mediante los ensayos afectará a la evolución del hollín en la llama de difusión.

7.3 Interpretación de los resultados del método de los dos colores

En el próximo apartado del capítulo se va a plantear un estudio experimental para analizar el comportamiento de la llama de difusión en condiciones Diesel en el que se va a hacer uso del método de los dos colores, descrito en el apartado 3.4.2. Mediante dicho método se pueden obtener valores de temperatura y factor KL del hollín en la llama que, a priori, no son reales, pues parten de la suposición de que la temperatura y la concentración de hollín son uniformes. En base a los razonamientos planteados a lo largo de esta tesis se comprueba que al menos la primera de estas dos variables no es ni mucho menos constante. Además, la revisión del estado del conocimiento también ha mostrado que la concentración de hollín en la llama Diesel tampoco es uniforme, aspecto que se comprobará en apartados posteriores. Sin embargo, existe una relación física entre las temperaturas medidas mediante esta técnica y las que se dan en el interior de la llama. Con este objetivo, y en base a las hipótesis del apartado anterior, se plantea en esta sección una serie de cálculos sencillos, pero bastante clarificadores, que van a ayudar a la interpretación de los resultados del método de los dos colores. A través de los mismos se pretende simular la distribución de temperaturas teórica que se obtendría mediante dicha técnica en el eje de una llama de difusión Diesel que cumple con todos los requerimientos resumidos en el apartado anterior.

Hipótesis de partida

El planteamiento aquí seguido es similar a los que siguen Matsui et al. [2] o Yan y Borman [3] para analizar el efecto de las variaciones en la temperatura y la concentración de hollín en la dirección de visión sobre la temperatura T y

el factor KL medidos mediante el método de los dos colores. Las conclusiones de ambos autores han sido presentadas en el apartado 3.4.2, y de ellas se puede deducir que la distribución de temperatura real en la dirección de visión tiene un papel mucho más importante que la de concentración de hollín sobre los valores medidos mediante esta técnica. Sin embargo, como se ha comentado en dicho apartado, ambos autores emplean distribuciones de temperatura y de hollín totalmente exentas de significado físico. Precisamente gracias a la descripción de la llama Diesel realizada en el apartado anterior es posible emplear distribuciones más cercanas a la realidad, con lo que, en teoría, se podrá mejorar la interpretación de los resultados de este método.

Se pretende, pues, reconstruir la curva de temperatura T y factor KL obtenidas mediante el método de los dos colores en el eje de una imagen de llama difusiva de hollín bajo las siguientes hipótesis:

- La técnica empleada va a partir de imágenes tomadas mediante una cámara situada en una dirección perpendicular al eje de una *llama libre (sin interacción con pared) simétrica*.
- Suponemos que la radiación que en la imagen corresponde al eje del chorro es el resultado de los procesos de emisión y absorción de luz en el *plano de simetría definido por el eje del chorro y la dirección de visión*. Además, se supondrá que los rayos de luz son perpendiculares al eje del chorro.
- La hipótesis anterior simplifica el problema, de manera que solamente hay que estudiar el proceso de propagación de la radiación en líneas perpendiculares a dicho eje, coincidentes con la dirección de la coordenada r definida en el estudio de los chorros.
- La *distribución espacial de fracción de mezcla* sigue la ecuación 7.6 (sin lift-off). A partir de la misma se puede hallar el valor de la *temperatura en cualquier punto de la llama, que suponemos igual a la temperatura del hollín*. Se van a emplear, como aproximación para el chorro en combustión, los *perfiles gaussianos para la fracción de mezcla*.
- En cuanto al hollín, supondremos *una fracción volumétrica uniforme*, $f_{v,soot}(x,r) = const$. De esta manera, el factor k_{soot} , incluido en el coeficiente óptico de absorción de la radiación (apartado 3.4.2), también es constante en toda la llama. Esta hipótesis, si bien es simplificativa, no puede ser afrontada de otra forma, dado que en esta tesis no se ha entrado en la descripción de modelos de formación del hollín en la

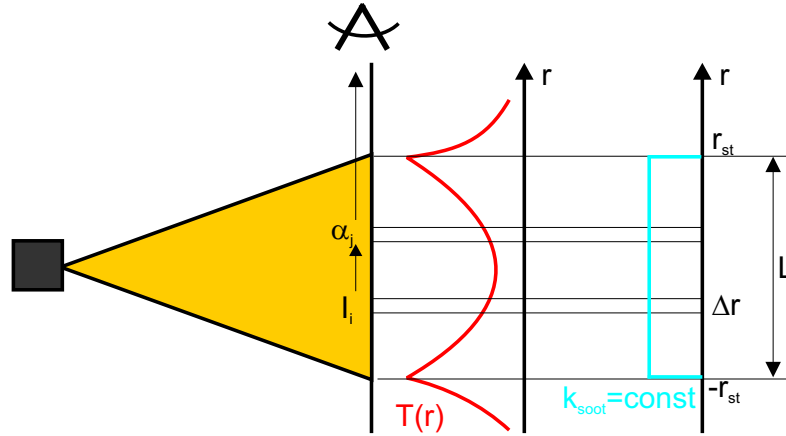


Figura 7.4: Representación del proceso de emisión de una llama Diesel.

llama. Efectivamente, en el capítulo 2 se indica que la cantidad de hollín es bastante no uniforme. Sin embargo, de acuerdo a los trabajos antes comentados de Matsui et al. [2] o Yan y Borman [3], la forma exacta de la distribución de hollín debería influir poco en la temperatura calculada. Para compensar estas limitaciones, los cálculos emplearán diversos valores de k_{soot} para la misma distribución de temperaturas, con el fin de obtener una cierta estimación de la influencia de la cantidad de hollín sobre los valores medidos.

- Se asume que el hollín se oxida en la superficie estequiométrica de la llama, con lo que está confinado al interior de dicha superficie, cumpliéndose en cada sección:

$$L = 2r_{st}$$

donde L es la longitud recorrida por la radiación (figura 7.4). La revisión del estado de conocimiento indica que efectivamente el hollín debería desaparecer en el frente de llama, al menos en promedio. En todo caso, supondremos que la parte que supera el frente de llama sin ser consumida interviene poco en la propagación de la radiación, pues su concentración cae muy rápidamente.

- De acuerdo con todo lo anterior, y tal como hacen Matsui et al. y Yan y Borman, se supone que el factor KL real de la llama se puede obtener

a partir de la integral:

$$KL = \int_{-L/2}^{L/2} k_{soot}(r) dr \quad (7.7)$$

donde la variable radial r define la dirección de visión. Así, este factor es un valor acumulado mediante ecuaciones ópticas de la cantidad de hollín en una sección. Al suponer una distribución uniforme de hollín en toda la llama, la integral anterior se simplifica, de manera que en una sección de la llama se cumple que:

$$KL = 2k_{soot}r_{st} \quad (7.8)$$

- La evolución de la radiación a través de una sección de llama se estudia dividiéndola radialmente en elementos de espesor Δr (figura 7.4). Cada elemento i emite una radiación caracterizada por la radiancia $I_{soot,i}(\lambda)$ según su temperatura real $T(r)$ de acuerdo a la ecuación:

$$I_{soot,i}(\lambda) = \varepsilon_{\lambda,i} I_{cn,\lambda}(T_i) = \left[1 - \exp\left(-\frac{k_{soot}\Delta r_i}{\lambda^\alpha}\right) \right] I_{cn,\lambda}(T_i) \quad (7.9)$$

Esta radiación viaja hasta el receptor (en nuestro caso, la cámara) a través del espesor de la llama que corresponda, sufriendo en su camino una atenuación debida a procesos de absorción a su paso por los elementos interpuestos. Dicha absorción en un elemento j se caracterizará mediante la absorptividad espectral α_λ de manera que

$$\alpha_{\lambda,j} = \varepsilon_{\lambda,j} \quad (7.10)$$

- A partir de todo lo anterior, la radiación que recibe el sensor en un lado de la llama (en este caso, la cámara) es la suma de la emisión de todos los elementos en los que ha sido dividida la llama, atenuada por la absorción correspondiente al atravesar el resto de elementos. Esta absorción actúa como un factor de ponderación con la distancia. Si la sección se divide en n elementos, se cumple la ecuación:

$$I_{soot}(\lambda) = \sum_{i=1}^n \left[\varepsilon_{\lambda,i} I_{cn,\lambda}(T_i) \prod_{j=i+1}^n \alpha_{\lambda,j} \right] \quad (7.11)$$

donde, para cada elemento i se ha representado tanto la radiación emitida (los dos primeros términos) como el proceso de absorción entre este y

la cámara (producto de las diversas absorptividades desde los elementos $i + 1$ al n). Si se emplean elementos de espesor radial constante Δr , la emisividad de todas las capas será la misma, con lo que la expresión anterior se simplifica a:

$$I_{soot}(\lambda) = \sum_{i=1}^n [(1 - C_\lambda) I_{cn,\lambda}(T_i) C_\lambda^{n-i}] \quad (7.12)$$

con $C_\lambda = \exp\left(-\frac{k_{soot}\Delta r}{\lambda^\alpha}\right)$.

Resultados

Se ha partido del caso de chorro de hexadecano inyectado en aire en combustión, cuyas relaciones de estado han quedado representadas en la figura 7.1, y de las hipótesis anteriores respecto al proceso de propagación de la radiación. Con todo ello, se han calculado las distribuciones de radiancia correspondientes al eje del chorro para las dos longitudes de onda que se han empleado en el montaje experimental desarrollado para la aplicación del método de los dos colores (550 y 650 nm). Estos valores teóricos han sido introducidos posteriormente en el algoritmo de resolución de dicho método, de manera que se ha obtenido los pares de valores (T, KL) correspondientes al eje.

Puesto que por hipótesis se supone que k_{soot} (proporcional a la fracción volumétrica de hollín) es constante en toda la llama, se han realizado los cálculos con diversos valores de dicho parámetro. Como el espesor real del hollín viene marcado por el radio de la superficie estequiométrica de reacción, se ha tomado como referencia el punto sobre el eje en el que el radio de esta superficie es máximo, de forma tal que sobre este se defina un valor de KL acumulado a través de todo el espesor de la llama limitado entre¹⁰⁶ 0.1 y 3.0. A pesar de que la fracción volumétrica de hollín se supone constante, el espesor total de la llama definido por el factor KL no va a ser constante a lo largo del eje, sino que toma una distribución idéntica a la de la superficie estequiométrica (figura 4.5).

La figura 7.5 muestra los resultados de T y KL medidos con el método de los dos colores para estos cálculos teóricos (hablaremos de valores ‘aparentes’ para referirnos a estos parámetros). En la parte inferior se ha representado el factor KL real a lo largo del eje del chorro en el caso de $KL_{max} = 1$. Se

¹⁰⁶Valores más altos de KL dan una emisividad que se diferencia de la unidad menos del 5 por mil en las longitudes de onda de trabajo, con lo que el algoritmo de resolución lo descarta por estabilidad numérica. En realidad, ello equivale a tener una llama prácticamente opaca.

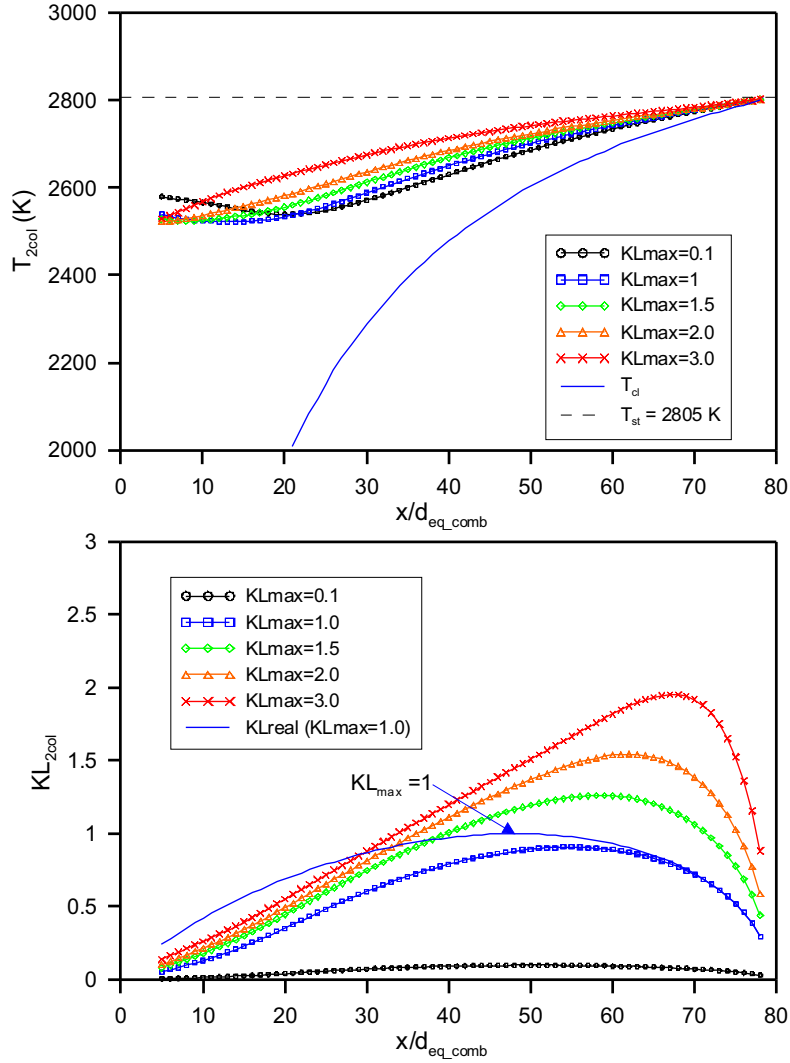


Figura 7.5: Valores aparentes de temperatura (arriba) y factor KL (abajo) obtenidos mediante el método de los dos colores en el eje de un chorro teórico de hexadecano líquido en combustión (relaciones de estado de la figura 7.1). Se ha supuesto diversos valores de fracción volumétrica de hollín, con lo que el espesor óptico máximo de la llama (KL_{max}) se modifica, manteniendo la distribución de temperaturas de la llama constante. Como comparación de los valores aparentes, se han representado la curva de KL_{real} para uno de los casos calculados y la distribución de temperatura en el eje T_{cl} y la temperatura en la superficie estequiométrica T_{st} , que es la misma en todos ellos.

observa cómo en las cercanías al origen hay una gran diferencia entre el valor real y el aparente del factor KL . No es hasta una distancia del orden de 60 diámetros equivalentes cuando las dos curvas se acercan entre sí, pero ya no se alcanza este valor máximo de KL en la distribución aparente. A partir de esta posición axial y hasta el final de la superficie estequiométrica (sobre 80 diámetros equivalentes) las curvas de KL real y aparente ya no se separan.

Comparando los diversos casos con diferentes valores de KL simulados, se observa cómo al ir aumentando dicho parámetro lo hacen también las diferencias entre valores reales y calculados. No es, por tanto, un error proporcional. Téngase en cuenta que, para cada caso simulado, el valor real de KL máximo se alcanza en la misma coordenada axial (del orden de 50 diámetros equivalentes de reacción). Además, al aumentar el factor KL real, la distribución de valores aparentes se hace más asimétrica axialmente, alcanzándose el máximo más lejos del origen.

En cuanto a la distribución axial de la temperatura aparente (figura 7.5), llaman la atención dos hechos. En primer lugar, para cualquiera de los casos simulados se observa que *se trata de una distribución bastante plana, con una pendiente creciente pero pequeña comparada, por ejemplo, con la que se da en el eje del chorro T_{cl}* , también representada en la figura. Hay que tener en cuenta que en cada sección de la llama, la temperatura de los elementos que emiten radiación está entre la del eje y la de la superficie estequiométrica. Así pues, podríamos considerar la temperatura obtenida del método de los dos colores como un promedio espacial de las temperaturas en el interior de la llama, pues su valor está entre ambos límites. Cuando la cantidad de hollín aumenta, la temperatura medida está más cerca de la temperatura de la superficie estequiométrica. Ello es lógico, si pensamos que en estos casos la atenuación producida en cada uno de los elementos que atraviesa la radiación es mayor. Debido a ello, son las capas de la llama más cercanas al receptor las que resultan menos atenuadas. Según las hipótesis de partida, estas son precisamente las capas de mayor temperatura, de ahí que aumente la temperatura aparente medida. Por el contrario, si disminuye la cantidad de hollín se permite una mayor ‘transparencia’ en la llama, con lo que las capas interiores, que tienen menor temperatura, pesan más sobre el valor final, y disminuye la temperatura media que se resuelve mediante el método de los dos colores.

El segundo hecho notable es que *modificando el factor KL en todo rango de trabajo usual del método, (KL entre 0.1 y 3.0) no se logra aumentar la temperatura aparente más de 105 K, que porcentualmente no representa más que un 4% de la temperatura en la superficie estequiométrica*. Hay que tener en cuenta que ello puede ocurrir en los casos de llamas reales, donde se alternan

zonas de KL extremos. Este hecho indica, además, una debilidad en la técnica de dos colores, puesto que demuestra que las causas de los cambios de la temperatura medida por el método no son siempre cambios en la distribución espacial de temperaturas de la llama.

Por otra parte, la figura 7.6 muestra el cambio que se produce cuando lo que se cambia es la temperatura, manteniendo una distribución de hollín constante. Se comparan dos casos de chorros de hexadecano inyectados en aire a 900 y 1000 K¹⁰⁷. Se puede comprobar que las curvas de temperatura aparente mantienen su forma relativa creciente, pero con una diferencia entre ellas que es en casi todo el chorro prácticamente constante e igual a la diferencia de temperaturas en el frente de llama. En cambio, el valor medido de KL es el mismo independientemente del valor que tome la temperatura.

Como resumen, en este apartado se ha demostrado que la temperatura medida con el método de los dos colores depende tanto de los valores de temperatura como de la cantidad de hollín de la llama. De la misma forma, el factor KL depende también de ambos parámetros. Aunque la temperatura medida es función sobre todo de la temperatura real, se ha comprobado que la distribución de hollín tiene un papel importante sobre este resultado del método de los dos colores, si bien en términos porcentuales el cambio en el valor medido no es excesivo.

Por el contrario, la distribución de temperatura dentro de la llama no parece tener tanta influencia sobre el factor KL medido, si la cantidad de hollín permanece constante. En definitiva, las pequeñas diferencias en temperatura medidas con el método pueden ser debidas tanto a cambios reales en la distribución de temperaturas como a variaciones en la cantidad de hollín, mientras que los cambios en el factor KL serán debidos fundamentalmente a cambios en la distribución de hollín. Estas conclusiones nos ayudarán en la interpretación de los resultados de este método en el próximo apartado.

¹⁰⁷Téngase en cuenta que la estructura de la llama se normaliza al representarla en la coordenada normalizada $x/d_{eq,comb}$, pero que el tamaño real de la llama cambia al cambiar la temperatura del aire. Sin embargo, este hecho simplemente introduciría un factor de escala en el eje horizontal, por lo que aquí se ha preferido obviar esta diferencia.

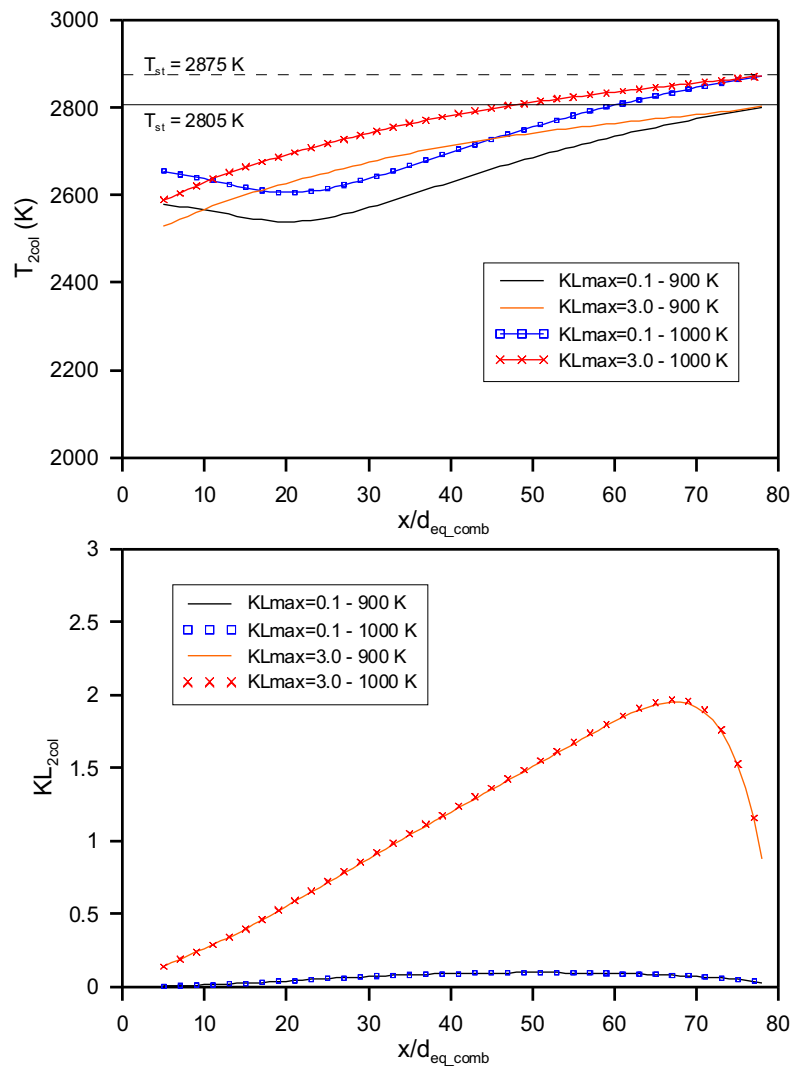


Figura 7.6: Valores aparentes de temperatura (arriba) y factor KL (abajo) obtenidos mediante el método de los dos colores en el eje de un chorro teórico de hexadecano líquido en combustión. Se comparan los resultados para dos temperaturas de aire (900 y 1000 K).

7.4 Estudio experimental de la llama Diesel de difusión

Quedan dos aspectos por analizar para completar la descripción de la llama Diesel. En primer lugar, el fenómeno de lift-off, que juega un papel importante en su estructura, definiendo la separación entre las partes inerte y reactiva del chorro. Además, ya se ha comentado en el capítulo 2 que este parámetro tiene una gran influencia sobre la formación del hollín en la llama, que es el segundo aspecto que todavía no se ha analizado. Así pues, como complemento al análisis teórico se presenta en este apartado un estudio experimental realizado en el motor maqueta descrito en el apartado 3.3.1. Dicho estudio hace uso del método de los dos colores (apartado 3.4.2) y de la técnica de medida del lift-off a partir de la quimioluminiscencia del OH, de manera que la información adquirida incluirá tanto la longitud de la zona inerte de la llama como la temperatura y la distribución de hollín en la zona reactiva.

7.4.1 Planteamiento del estudio

El trabajo experimental aquí presentado busca comprender los cambios que aparecen en la llama de difusión Diesel al variar las condiciones del entorno en que evoluciona. Para ello, se ha planteado una matriz de ensayos que incluye como variables paramétricas la densidad y temperatura del aire, por una parte, y el diámetro de orificio y la presión de inyección, por otra. Se han diseñado dos series de ensayo:

Serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$: En esta serie se han ensayado dos de las toberas empleadas en el estudio de chorro Diesel inerte (capítulo 6), cambiando la presión de admisión y la presión de inyección en tres valores. Al mantener la temperatura de admisión constante, el cambio de presión equivale a un cambio de densidad del aire en cámara.

Serie T_{int} : Se estudia el efecto de la temperatura en la cámara para el punto central de la matriz de ensayos de la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$, tomando la tobera de mayor orificio. Al igual que en los otros estudios experimentales de esta tesis, la presión de admisión se ha mantenido constante al variar la temperatura.

Las condiciones de los puntos de funcionamiento se recogen en la tabla 7.1. Al igual que en el estudio del chorro Diesel inerte del capítulo 6, las leyes de inyección empleadas son de tipo rectangular, con duraciones de inyección de

Serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$ - Combustible #2 - N° puntos = 2x3x3		
Diámetro nominal de orificio	d_n (μm)	115 - 150
Diámetro real de orificio	d_o (μm)	119 - 163
Presión de inyección	P_{inj} (bar)	300-700-1100
Presión de admisión	P_{int} (bar)	1.4 - 1.6 - 1.8
Temperatura de admisión	T_{int} (K)	343
Densidad en PMS	ρ_{PMS} (kg/m ³)	22 - 28 - 30
Temperatura en PMS	T_{PMS} (K)	885

Serie T_{int} - Combustible #2 - N° puntos = 3		
Diámetro nominal de orificio	d_n (μm)	150
Diámetro real de orificio	d_o (μm)	163
Presión de inyección	P_{inj} (bar)	700
Presión de admisión	P_{int} (bar)	1.6
Temperatura de admisión	T_{int} (K)	314-343-363
Densidad en PMS	ρ_{PMS} (kg/m ³)	31-28-26
Temperatura en PMS	T_{PMS} (K)	826-895-947

Tabla 7.1: Condiciones de ensayo de las series para el estudio de la llama difusiva.

1.2 – 1.3 ms , y con el inicio de inyección en 3 grados antes del PMS. El combustible empleado es el que en el estudio de chorro inerte se designaba como combustible #2. La metodología experimental ha sido descrita con detalle en el capítulo 3. La adquisición de imágenes ha barrido todo el rango temporal en el que aparece la llama de difusión, con un intervalo entre imágenes de 100 μs y tomando 10 imágenes por instante.

Las figuras 7.7 y 7.8 muestran un ejemplo de los resultados de este tipo de ensayos. En la primera de ellas se incluyen las imágenes de quimioluminiscencia a 310 nm y los mapas de temperatura T y factor KL obtenidos mediante el método de los dos colores. En la segunda se presenta la variación temporal de los diversos parámetros indicadores de la evolución de la llama junto con la presión en cámara (en arrastre y combustión) y la tasa de inyección. La metodología para la obtención de estos parámetros a partir de las imágenes ha sido descrita en el capítulo 3.

En la figura 7.7 se aprecia el desarrollo paulatino de la llama de difusión, entendiendo por tal tanto el hollín (método de los dos colores) como la zona estequiométrica de reacción que lo rodea (imágenes de quimioluminiscencia). Se han seleccionado cuatro instantes característicos:

- La aparición de la llama de difusión ($400 \mu s$). Se ha representado la primera imagen en la que la intensidad de la radiación es suficiente para poder procesar las imágenes del hollín mediante el algoritmo del método de los dos colores.
- La llegada de la llama al límite del campo de visión impuesto por la ventana del acceso óptico ($800 \mu s$). En esta imagen se aprecia muy claramente la estructura de la llama Diesel en su evolución libre. Al igual que en la descripción realizada en el apartado 2.6 hay una parte no reactiva cercana al inyector (y, por tanto, no radiante), otra con forma aproximadamente cónica y un vórtice frontal con una anchura mayor y que representa la zona frontal transitoria. Dicho vórtice acumula una mayor cantidad de hollín que el resto de la llama, como se deduce de la observación del mapa de factor KL , en coincidencia con la figura 2.8.
- En un instante posterior ($1300 \mu s$) la parte visible de la llama adquiere un cierto estado estacionario tras desaparecer el vórtice frontal del campo de visión.
- La última imagen elegida, tras el final de la inyección ($1800 \mu s$), muestra cómo la llama se ubica en la parte inferior de la ventana, consumiéndose el hollín que queda en una combustión por difusión al cesar el aporte de cantidad de movimiento que impulsaba dicho proceso durante la fase en que tiene lugar la inyección.

Al comparar las imágenes de quimioluminiscencia con las del hollín hay que tener en cuenta que han sido tomadas desde puntos de vista ortogonales, de manera que las imágenes del OH corresponden a la parte derecha de las del hollín. A pesar de esta diferencia de puntos de vista, se aprecia una cierta correspondencia entre ambos tipos de imagen¹⁰⁸.

En la figura 7.8 se puede analizar la evolución completa del proceso de combustión. Se observa que la aparición de la llama coincide con la separación de las curvas de presión de arrastre y combustión. La posición espacial de la llama queda caracterizada mediante las curvas de penetración máxima y mínima (longitud de lift-off) de la imagen del radical OH. Al inicio de la combustión, tanto la penetración máxima como la longitud de lift-off aumentan. Sin embargo, esta última se estabiliza rápidamente en torno a valores de $10 - 11 mm$, mientras que la penetración máxima de la llama sigue creciendo

¹⁰⁸Téngase también en cuenta que el hecho de tomar imágenes instantáneas (tiempo de exposición de $50 \mu s$) hace que éstas no sean axisimétricas, pues se trata de un flujo turbulento.

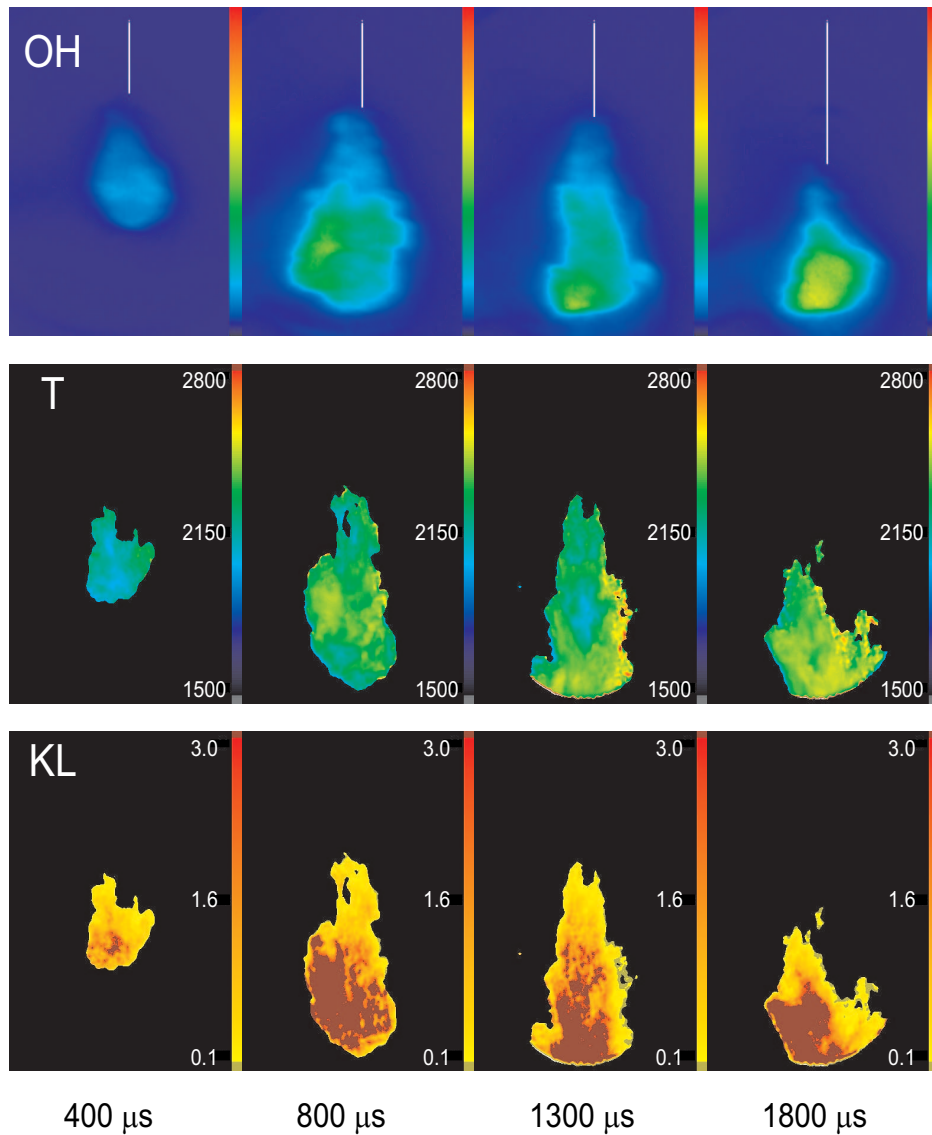


Figura 7.7: Ejemplo de imágenes instantáneas de quimioluminiscencia del radical OH (fila superior) y de los mapas de temperatura T (fila intermedia) y factor KL correspondientes al ensayo de la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$ con $d_o = 119 \mu m$, $P_{inj} = 700 \text{ bar}$ y $P_{int} = 1.6 \text{ bar}$. El origen de tiempos se toma en el inicio de inyección. Las imágenes han sido modificadas en tamaño de manera que en todas ellas la escala espacial es la misma.

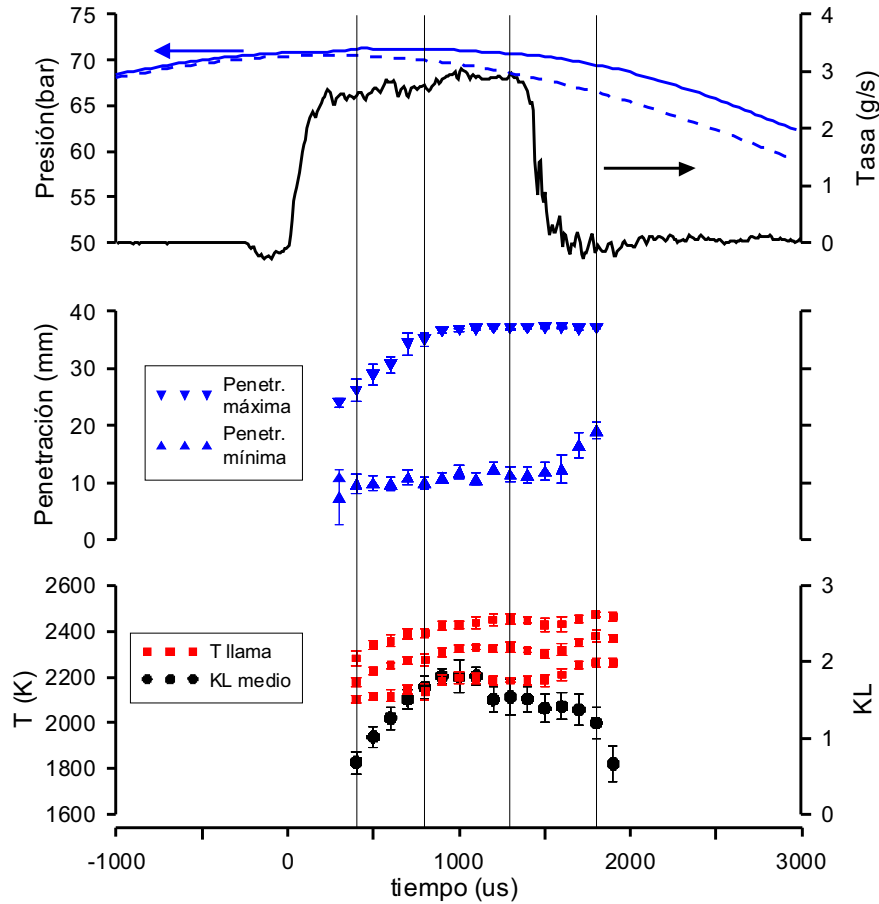


Figura 7.8: Evolución temporal de los parámetros descriptores del proceso de combustión en el mismo punto de funcionamiento de la figura 7.7. **Arriba:** tasa de inyección y presión en cámara en combustión (continua) y en arrastre (discontinua). **Centro:** Penetración máxima y mínima (longitud de lift-off) calculadas a partir de las imágenes de quimioluminiscencia del OH. **Abajo:** Valores medios del factor KL y percentiles del 10, 50 y 90% de la distribución de temperaturas. Los parámetros procedentes del procesado de imágenes son el resultado de promediar los valores de las 10 repeticiones de cada instante. Las líneas verticales indican los instantes a los que corresponden las imágenes de la figura 7.7. El origen de tiempos se toma en el inicio de inyección.

hasta alcanzar el límite de la ventana en el instante ya comentado de $800 \mu s$ (figura 7.7). A partir de este punto hay un intervalo temporal hasta el final de la inyección durante el cual ambas medidas permanecen estabilizadas. El vórtice frontal de la llama ha superado el límite del campo de visión, y únicamente queda dentro del campo de visión la parte estacionaria de la llama. Una vez cesa el proceso de inyección, la longitud de lift-off aparentemente crece, pues la llama se va desplazando en la dirección de penetración como consecuencia de la desaparición del chorro de combustible que la alimentaba.

En la parte inferior de la figura se ha representado la evolución temporal del factor KL y de la distribución de temperaturas, ambos parámetros obtenidos mediante un promedio de las imágenes tomadas en un instante. La distribución de temperaturas ha sido caracterizada por los percentiles del 10, 50 y 90%¹⁰⁹. Aquí también se puede observar cómo la llama evoluciona de forma transitoria inicialmente, creciendo tanto la temperatura como la cantidad de hollín, hasta que supera el límite de la ventana. Entre 800 y $1300 \mu s$ se aprecia que la distribución de temperaturas crece relativamente poco, confirmando que lo que queda dentro de la ventana es una zona de la llama cuasi-estacionaria. En cuanto al factor KL esta evolución no es seguida totalmente, pues sobre el valor medio medido hay una gran influencia del vórtice frontal, que acumula la mayor parte del hollín. Cuando el vórtice comienza a atravesar el límite de la ventana provoca un máximo en la evolución temporal del factor KL medio, que en el ensayo analizado se alcanza en $1000 - 1100 \mu s$. Con la desaparición de este vórtice, el factor KL se estabiliza relativamente hasta el final de la inyección, cuando comienza a bajar de nuevo. En ese instante, se aprecia un aumento de la temperatura de la llama bastante característico. Este hecho podría estar relacionado con el englobamiento extra de aire que se produce al terminar la inyección, pues el aire conserva una cierta cantidad de movimiento residual en la dirección del chorro durante los primeros instantes tras el corte del suministro de combustible. Ello puede acelerar localmente la reacción y aumentar la temperatura de la zona. A partir de aquí, el proceso de combustión queda totalmente desacoplado del control de mezcla impuesto por la inyección, y la tasa de reacción se ralentiza.

La descripción anterior de la evolución de la llama de difusión se puede aplicar con las variaciones obvias en cuanto a los instantes característicos de la misma (aparición de la llama, llegada al límite de la ventana, desaparición. . .) a cualquier punto de ensayo. En lo que sigue, se va a profundizar en el análisis de la información proporcionada por estos experimentos. Se va a tratar en pri-

¹⁰⁹Estos percentiles representan la temperatura por debajo de la cual hay el 10, 50 y 90% de los píxeles de la imagen.

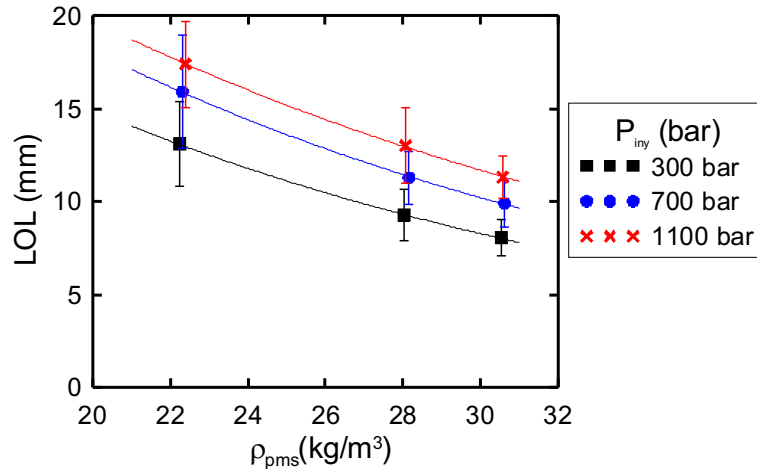


Figura 7.9: Resultados de longitud de lift-off media para la tobera de diámetro $119 \mu\text{m}$.

mer lugar la longitud de lift-off, analizando sus dependencias (apartado 7.4.2). En la sección 7.4.3 se estudiará la información procedente de la técnica de dos colores, analizando los cambios en la distribución espacial de la temperatura de llama y del hollín al modificarse las condiciones de contorno del problema.

7.4.2 Análisis experimental del fenómeno de Lift-off

Ya se ha comentado en los apartados anteriores la importancia que tiene la distancia de lift-off sobre la estructura de la llama y la formación de hollín. En este punto se va a realizar el análisis de este fenómeno a la luz de los resultados experimentales y tratando de establecer una ley de escalado del mismo. Un hecho remarcable, deducido de la descripción temporal de la combustión que se ha realizado en el apartado anterior, es que la longitud de lift-off se estabiliza desde prácticamente la aparición de la llama (figura 7.8). Precisamente en lo que sigue se va a desarrollar el estudio de este parámetro en base a los valores obtenidos a partir del promediado temporal del mismo en el intervalo de tiempo en el que se alcanza el estado cuasi-estacionario.

Serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$: El estudio ha barrido, para cada tobera, nueve condiciones de ensayo caracterizadas por un valor de densidad en cámara y uno de presión de inyección. En la figura 7.9 se muestran los resultados promedio temporal en la zona estabilizada para la tobera de $119 \mu\text{m}$ de diámetro de

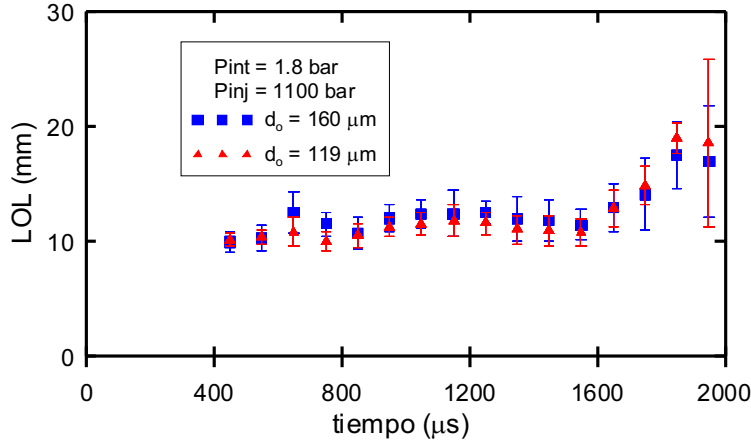


Figura 7.10: Resultados instantáneos de longitud de lift-off para el punto con $P_{inj} = 300 \text{ bar}$, $P_{int} = 1.8 \text{ bar}$ y las dos toberas estudiadas. El origen de tiempos se toma en el inicio de inyección.

orificio. En este caso, el valor medio de la longitud de lift-off permanece en un rango entre 8.0 y 17.4 mm. Se han añadido barras de error de $\pm\sigma_{LOL}$, siendo σ_{LOL} la desviación estándar del promediado temporal. Este parámetro toma un valor medio del 14% de la longitud de lift-off media en esta serie, entre un mínimo del 10% y un máximo del 18%. El análisis de tendencias indica que la longitud de lift-off disminuye de forma significativa al aumentar la densidad o disminuir la presión de inyección en el rango estudiado.

En cuanto al efecto del diámetro, la evolución temporal de la longitud de lift-off media para cada instante del punto de $P_{inj} = 300 \text{ bar}$, $P_{int} = 1.8 \text{ bar}$ se ha representado en la figura 7.10. Se aprecia que el diámetro de tobera mayor se corresponde con una longitud de lift-off ligeramente más elevada. En este caso, las diferencias en valores medios en la zona estabilizada son del orden de 0.8 mm, habiéndose obtenido una diferencia máxima de 1 mm entre puntos de funcionamiento correspondientes a ambas toberas. Ello indica que el tamaño del orificio de la tobera no es, en este caso, un parámetro tan influyente como la presión de inyección o la densidad en cámara.

Con el fin de caracterizar las dependencias de la longitud de lift-off respecto a las variables primarias estudiadas se ha realizado un análisis de regresión estadística según la ecuación:

$$LOL(mm) = k \cdot [d_o(\mu m)]^a \cdot [P_{inj}(bar)]^b \cdot [\rho_{pms}(kg/m^3)]^c \quad (7.13)$$

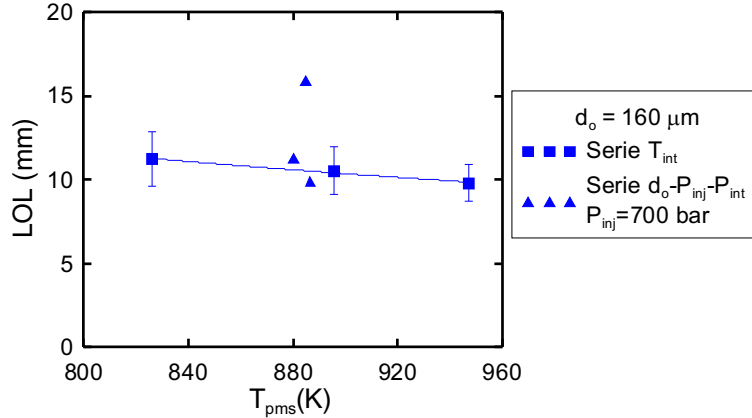


Figura 7.11: Resultados medios de longitud de lift-off para la serie T_{int} . Como comparación, se presentan los datos de la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$ con la misma presión de inyección y diámetro de tobera..

obteniéndose los resultados de la tabla 7.2, que no hacen más que reflejar las tendencias que se observan en las gráficas anteriores. Así pues, de entre las condiciones de ensayo barridas y en el rango explorado, el parámetro más influyente es la densidad del aire.

	k	a	b	c	$R^2(\%)$
Serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$	120.4	0.118	0.255	-1.378	99.0

Tabla 7.2: Resultados del análisis estadístico de las longitudes de lift-off para la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$.

Serie T_{int} : La figura 7.11 presenta los resultados de esta serie de ensayos. Se aprecia que en el rango de temperaturas barrido esta influencia es aparentemente reducida. Como comparación, en la figura se han incluido los tres puntos de la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$ con la misma presión de inyección y diámetro de tobera. También se han incluido para la serie T_{int} las barras de error con el mismo criterio que en la figura 7.9.

En el rango de condiciones estudiado parece que la temperatura apenas tenga influencia sobre la longitud de lift-off. Sin embargo, debido a la forma de realizar el estudio paramétrico, a presión de admisión constante, hay que eliminar el efecto del cambio de densidad debido a la variación de la temperatura. Tal y como se ha visto en los resultados experimentales de la serie

anterior, la reducción de la densidad del aire (en este caso debida al aumento de temperatura) originaría un aumento de la longitud de lift-off, efecto opuesto al que se supone que debería producir el aumento de la temperatura del aire (apartado 2.6.1). Además, como ya se comentó al analizar una serie análoga en el caso del estudio de la longitud líquida máxima, si se quiere realizar el cálculo de la regresión estadística para cuantificar estas tendencias, se necesita la independencia de las variables empleadas para la predicción. En este caso, temperatura y densidad están acopladas al haberse realizado los ensayos a presión constante. Por ello se ha planteado la siguiente regresión estadística:

$$\frac{LOL}{\rho_{a,\infty}^{-1.378}} = k \cdot T_{a,\infty}^m \quad (7.14)$$

donde el exponente -1.378 para la densidad se ha obtenido del análisis estadístico de la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$, de forma que se independiza el efecto de esta variable. El exponente que se obtiene para la temperatura es de $m = -3.103$ con un coeficiente de determinación $R^2 = 99.9\%$. Así pues, la temperatura del aire es una variable decididamente influyente en la estabilización de la llama de difusión.

Contrastación con una ley de escalado

En el apartado 2.6.1 se recoge el análisis de una ley de escalado presentada por Siebers y Higgins [4] para la longitud de lift-off en el chorro Diesel (ecuación 2.4):

$$LOL \sim u_o f_{st} \frac{\alpha_T}{s_L^2 (f_{st}) \tan(\theta/2)}$$

que, como se indica en dicho apartado, es una adaptación de la planteada por Peters [1] para chorros gaseosos turbulentos isotermos a presión atmosférica. El concepto que hay detrás de esta ecuación supone que en la longitud de lift-off se igualan la velocidad de combustión turbulenta y la velocidad de convección axial. A partir de esta expresión, los autores deducen una serie de dependencias de la longitud de lift-off respecto a las variables primarias del problema del chorro Diesel en combustión, ya explicadas en el apartado 2.6.1. Podríamos expresar estas dependencias de la forma general:

$$LOL = k \cdot d_o^a \cdot u_o^b \cdot \rho_{a,\infty}^c \cdot T_{a,\infty}^d \quad (7.15)$$

de manera que las variables primarias escogidas son el diámetro del orificio d_o y la velocidad de inyección u_o , junto con la densidad $\rho_{a,\infty}$ y la temperatura

$T_{a,\infty}$ ambientales¹¹⁰. La tabla 7.3 recoge una comparación de valores de los exponentes obtenidos de diversas fuentes. En primer lugar, se presentan los exponentes teóricos que se pueden deducir a partir de la ecuación 2.4, considerando las dependencias de cada uno de los factores que aparecen ($\alpha_T, s_L \dots$) respecto a las variables primarias del problema del chorro Diesel en combustión y ya recogidos en 2.6.1. En segundo lugar, aparecen los exponentes obtenidos experimentalmente por Siebers y Higgins y recogidos en la tabla 2.1. A continuación, aparecen resultados más recientes de Musculus [5] empleando toberas multiorificio¹¹¹, y por último los resultados obtenidos en el estudio aquí presentado¹¹².

	a	b	c	d
Teórico	–	1	–0.77	–3.32
Siebers y Higgins	0.34	1	–0.85	–3.74
Musculus	–	–	[–0.6, –1.3]	[–2.3, –3.3]
Motor Maqueta	0.12	0.5	–1.38	–3.1

Tabla 7.3: Comparación de los resultados experimentales de longitud de lift-off del presente estudio y de la literatura con la ley de escalado teórica.

Llama la atención el hecho de que en todos los casos el exponente para la temperatura es del orden de -3 . Es probablemente la variable en la cual hay más acuerdo entre las diversas fuentes. Ello indica la gran influencia que la temperatura puede tener sobre la longitud de lift-off, si bien pensando en la aplicación a motor esta variable solamente se puede modificar en un rango muy estrecho, y tiene además otras implicaciones importantes sobre las prestaciones del motor. En cuanto a la densidad, hay mayor variabilidad, obteniéndose en el caso del motor maqueta una dependencia similar a la que Musculus presenta para una tobera de 3 orificios. Este autor emplea un tiempo de exposición de $140 \mu s$, más similar al del presente estudio que en el caso de Siebers y Higgins ($3 ms$), con lo que ello podría explicar que sus resultados fuesen más parecidos a los aquí presentados.

¹¹⁰Faltaría la fracción de mezcla estequiométrica, que no se incluye pues depende de la composición del combustible y la composición del aire, aspectos no modificados en el presente estudio.

¹¹¹Musculus estudia la evolución del chorro procedente de un orificio en tres toberas diferentes de 3, 6 y 9 orificios, con condiciones de inyección similares en el orificio de estudio. Los intervalos presentados para los exponentes de ajuste representan los valores en torno a los cuales quedan los resultados para las tres toberas.

¹¹²El exponente para la velocidad de inyección ha sido deducido teniendo en cuenta una relación entre presión y velocidad dada por la ecuación de Bernoulli.

La *velocidad de inyección*, por su parte, muestra una dependencia bastante diferente en el estudio aquí presentado comparado con el de Siebers y Higgins. Al respecto cabe decir que el rango de estos autores cubre un amplio rango de presiones de inyección por encima de 400 *bar*, mientras que aquí se toman tres valores de presión de inyección, siendo el menor ellos de 300 *bar*. Por tanto, podría ocurrir que este cambio de tendencia tuviese que ver con el hecho de trabajar con bajas presiones de inyección. Bergstrand et al. [6] miden también la longitud de lift-off en tres niveles de presión de inyección, 450, 900 y 1350 *bar*, indicando que la relación entre longitud de lift-off y velocidad de inyección puede dejar de ser lineal para presiones de inyección menores que las que ellos consideran.

El último parámetro de estudio, el *diámetro de orificio*, muestra una influencia sobre la longitud de lift-off que, si bien no es tan acusada como la que presentan Siebers y Higgins, sí que es notable. Téngase en cuenta que, tal como indica la ley de escalado teórica para chorros gaseosos, la longitud de lift-off no debería depender del diámetro del orificio. Evidentemente el estudio experimental aquí presentado es mucho más reducido que en el caso de Siebers, pero se constata que en chorros Diesel la longitud de lift-off depende del diámetro del orificio. La diferencia en los exponentes de ajuste puede ser debida a diferencias en el ángulo de chorro o en aspectos de la geometría real del orificio, que ya han aparecido en el estudio de longitud líquida del apartado 6.2. Su justificación es complicada, pues ni siquiera se conoce la razón exacta por la cual en la llama Diesel hay dependencia de la longitud de lift-off respecto del diámetro.

Interacción entre evaporación y combustión

Un aspecto interesante de cara a analizar la estructura final de la llama Diesel bajo diversas condiciones de funcionamiento es la relación entre la longitud líquida máxima y la de lift-off. La interacción entre ambas longitudes características puede tener también implicaciones de cara a las relaciones de estado. En efecto, el cambio entre parte inerte y reactiva puede realizarse antes o después de haber alcanzado la evaporación total del combustible líquido. En el primer caso, la combustión acelera el proceso de evaporación, mientras que en el segundo la evaporación se produce exclusivamente a partir del englobamiento de aire ambiental.

Si se analizan las longitudes líquidas máximas medidas en ambiente inerte con las dos toberas ensayadas¹¹³ (apartado 6.2) se observa que para la de

¹¹³Las condiciones ambientales no son totalmente equivalentes, pero sí que son similares en

163 μm estas son de más de 20 mm , mientras que para la de 119 μm están en el orden de 17 – 18 mm . Siendo las longitudes de lift-off medidas en ambas toberas de menos de 20 mm , se sigue que en todos los casos de la tobera de tamaño grande la longitud líquida máxima debe ser mayor que la de lift-off, mientras que en la tobera pequeña podría darse el caso inverso.

Un aspecto que hay que considerar es el hecho de que en las imágenes obtenidas en los ensayos (bien de quimioluminiscencia o de dos colores) no se puede observar la longitud líquida máxima real, pues la presencia de la llama impide ver dónde termina la parte líquida del chorro. Sin embargo, precisamente la presencia de una llama superpuesta sobre la fase líquida indica esta interacción entre evaporación y combustión. Analizando las imágenes del método de los dos colores, en las que la radiación es más intensa y es dispersada también por la fase líquida, se aprecia que, en la mayoría de los casos, lo que aparentemente es la fase líquida termina en el interior de la llama de difusión. En los casos de la tobera de 119 μm de diámetro, presión de inyección de 1100 bar y densidades media y baja se puede ver un intento de separación entre el final de la longitud líquida y el principio de la llama de difusión, pero no se puede decir de forma definitiva que no exista interacción entre ambas.

Por otra parte, las dependencias anteriores de la longitud de lift-off son bastante diferentes de las que se han obtenido para la longitud líquida máxima, recogidas en la tabla 6.6. La longitud líquida es mucho menos dependiente de las condiciones ambientales que la longitud de lift-off, y es totalmente independiente de la presión de inyección. En cambio, es directamente proporcional al diámetro del orificio. Se confirma, pues, que el fenómeno de lift-off no es un aspecto controlado por mezcla, y no depende de un dosado concreto, sino que es función de una combinación de efectos químicos y fluidodinámicos que quedan recogidos en la ley de escalado anterior.

Tal como indica Dec en su esquema conceptual (figura 2.8), bajo condiciones de motor es más usual que la longitud de lift-off sea más corta que la longitud líquida máxima del chorro reactivo. Este punto se comprueba, no solamente en estos ensayos con el motor maqueta, sino también en las imágenes del estudio de evaporación y autoencendido mediante endoscopía o en el trabajo de Musculus [5]. Sin embargo, como indican Siebers y Higgins, las tendencias en diseño de sistemas de inyección hacia presiones de inyección más elevadas y diámetros de tobera más reducidos deberían llevar hacia un chorro en el cual la longitud líquida sea más corta que la de lift-off.

el orden de magnitud.

7.4.3 Análisis experimental de la llama de hollín

En el presente apartado se pretende completar la descripción de la llama de difusión Diesel en base a los resultados del método de los dos colores obtenidos en los ensayos planteados, y que proporcionarán información acerca de la distribución espacial del hollín y de la temperatura en la llama. El análisis se va a centrar en el intervalo temporal en el que la llama de hollín ha superado el límite del campo de visión permitido por las ventanas del motor y se visualiza únicamente la parte cuasi-estacionaria de la misma (figuras 7.7 y 7.8), analizándose los perfiles axiales de las siguientes variables resultado del método de los dos colores:

- La temperatura correspondiente al eje del chorro.
- El valor medio del parámetro KL obtenido en una sección transversal al eje del chorro. Este parámetro es un indicador de la cantidad de hollín que aparentemente hay en dicha sección.
- La variable L definida como la anchura total de la llama visible en una sección transversal al eje.
- La variable \bar{k}_{soot} , definida como el cociente entre el valor medio del parámetro KL en una sección transversal al chorro y la anchura de llama L , de forma análoga a la variable k_{soot} del apartado 7.3. Puesto que el factor KL define la cantidad de hollín que aparentemente hay en una sección, la nueva variable \bar{k}_{soot} debería permitir independizar el efecto que la geometría de la llama tiene sobre la cantidad de hollín presente en la misma, siendo proporcional a la fracción volumétrica de hollín presente en promedio en la unidad de espesor de la llama¹¹⁴. Sin embargo, este parámetro deja de tener sentido en la parte de la llama en la cual L no represente la anchura de la misma. Este caso se da en la parte final de la ventana, donde el campo de visión no es suficientemente ancho para medir L con exactitud, con lo que el valor de \bar{k}_{soot} obtenido en dicha zona no es físicamente representativo de la cantidad de hollín en la sección.

La figura 7.12 muestra un ejemplo de la evolución temporal de los perfiles de KL , L y \bar{k}_{soot} para el mismo punto de funcionamiento de la figura 7.7. Cada perfil es el resultado de promediar los valores correspondientes a esas mismas variables obtenidos en cada una de las 10 imágenes que se toman en cada instante. A partir de esta evolución, se va a analizar la evolución temporal

¹¹⁴Bajo la hipótesis de chorro axisimétrico.

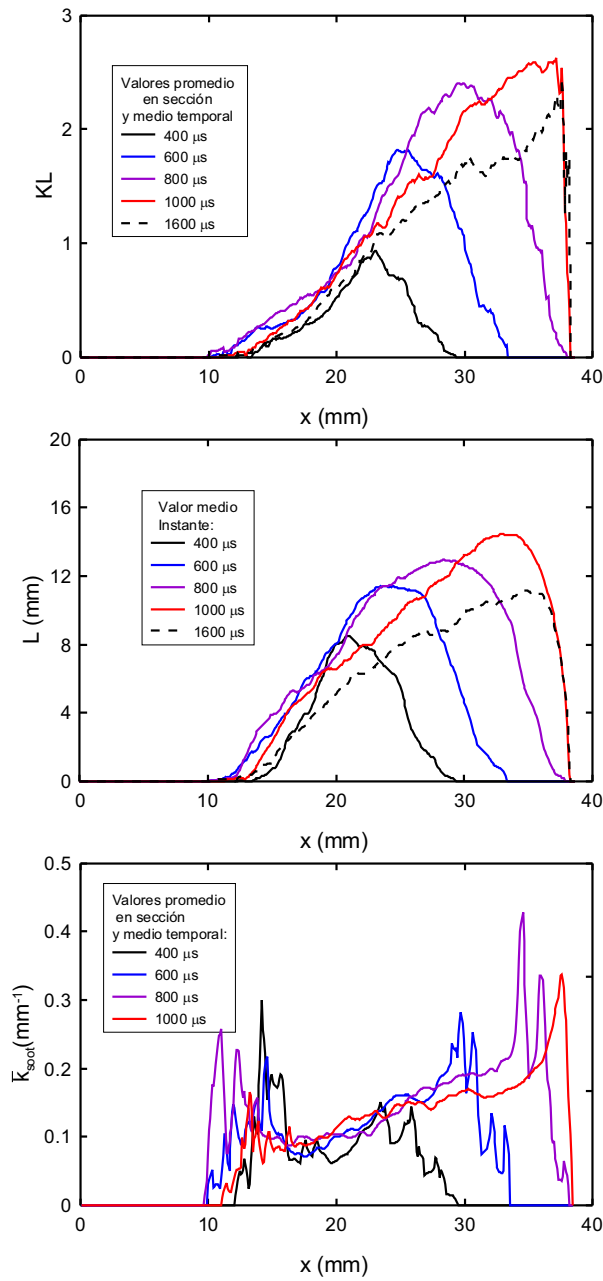


Figura 7.12: Ejemplo de la evolución temporal de los perfiles axiales de KL , \bar{k}_{soot} y L en una sección. Punto de ensayo la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$ con $d_o = 119 \mu\text{m}$, $P_{inj} = 700 \text{ bar}$ y $P_{int} = 1.6 \text{ bar}$.

del hollín presente en la llama, pues este es el principal objeto de este estudio experimental.

Se observa que, en concordancia con el análisis de este punto de funcionamiento realizado anteriormente, el perfil del factor KL promedio en una sección va avanzando con un máximo claro en el frente del chorro correspondiente al vórtice. Cuando supera el límite de la ventana ($37 - 38 \text{ mm}$) dicho máximo desaparece del campo de visión, quedando únicamente la zona estacionaria del chorro. Dicha estructura se mantiene hasta el final de la inyección, cuando la llama va desapareciendo ($1600 \mu\text{s}$). Por su parte, la anchura de la llama L sigue una evolución más uniforme. El crecimiento del perfil de esta variable se produce principalmente por el frente del chorro, apreciándose también el efecto de la desaparición del vórtice frontal, pues en el instante $1000 \mu\text{s}$, cuando ya se ha producido, el perfil tiene una pendiente menor que en los instantes anteriores.

Hay que señalar que esta anchura no crece indefinidamente como en el caso de un chorro inerte. En efecto, estudios más recientes realizados en este mismo motor y con ventanas que permiten estudiar llamas de hasta 80 mm muestran que la anchura del chorro se estabiliza al cabo de una cierta distancia, tal como también muestran Siebers y Pickett en un reciente trabajo [7]. Ello está más en consonancia con el hecho de que el límite de la llama visible de hollín se corresponde aproximadamente con la superficie estequiométrica, que tal como se ha visto en los capítulos correspondientes tiene una anchura máxima. Es la anchura del chorro la que seguiría creciendo en la zona no visible externa a la superficie de reacción. En el caso que nos ocupa, debido a la limitación espacial impuesta por el acceso a la culata, se observa únicamente la parte de la llama cuya anchura va creciendo.

Por último, el factor \bar{k}_{soot} tiene una evolución mucho más ruidosa que los dos anteriores¹¹⁵, que en cada instante podemos dividir en tres partes. En la primera, que arranca poco después de la longitud de lift-off, se produce un crecimiento rápido debido a la aparición del hollín. Se está muy probablemente todavía en la zona de transición entre el frente de llama premezclada situada a la distancia de lift-off y la llama de difusión desarrollada. Tras esta primera zona, el factor \bar{k}_{soot} toma una tendencia creciente con la distancia al origen. La pendiente es más reducida en esta segunda zona, que termina en torno a un 80% de la penetración del frente. En ese punto se alcanza un máximo, a partir del cual la cantidad de hollín disminuye hasta desaparecer. Este hecho estaría también de acuerdo con la descripción conceptual de Dec del apartado 2.8, con

¹¹⁵De hecho, las curvas representadas son el resultado de realizar un filtrado de media para eliminar parte del ruido.

un aumento de la concentración de hollín hacia el frente del chorro. En los instantes aquí mostrados, a partir de una distancia de unos 35 mm la variable L comienza a tomar la forma del extremo de la ventana, con lo que en esta zona no podemos decir que el factor \bar{k}_{soot} obtenido sea representativo de la sección del chorro. De ahí que en todos los perfiles analizados de esta variable se obtengan sistemáticamente valores anormalmente elevados en esta zona de la llama.

Esta evolución temporal se da en cada uno de los puntos de ensayo, dependiendo los detalles concretos de las condiciones del mismo. Con el fin de facilitar el análisis de los resultados, se han promediado los perfiles de las variables de trabajo en todo el intervalo de tiempo entre el instante en que el vórtice frontal del chorro supera el límite de la ventana y el final de la inyección¹¹⁶. Se analizarán las influencias de la presión de inyección, densidad del aire, diámetro de orificio y temperatura del aire sobre los perfiles medios temporales de anchura de llama L , factor \bar{k}_{soot} y temperatura sobre el eje.

Influencia de de la presión de inyección La presión de inyección ha sido modificada en tres niveles 300, 700 y 1100 bar en la serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$. Se han escogido los casos de la tobera de menor diámetro y de densidad de aire intermedia ($P_{int} = 1.6 \text{ bar}$) para realizar el análisis de resultados. La figura 7.13 muestra los perfiles de anchura de llama L , factor \bar{k}_{soot} y temperatura en el eje promediados en el intervalo de tiempo de estudio. Un primer hecho notable es que la presión de inyección parece tener una cierta influencia sobre la anchura de la llama visible. En efecto, se observa cómo la longitud de lift-off se modifica con la presión de inyección (como ya se había comprobado en el apartado anterior) cambiando el punto de origen de la llama de hollín. Además de alejar del origen el punto de aparición del hollín, el aumento de la velocidad de salida del combustible disminuye la anchura de llama L . Si bien en este caso parece que las llamas a 300 y 700 bar tienen una anchura parecida, la de 1100 bar presenta un parámetro L del orden del 10% menor. En ensayos con otros valores de densidad de aire se aprecia una mayor diferencia entre las tres presiones de inyección, siempre con la tendencia a reducirse L al aumentar la presión de inyección.

A partir de la teoría de chorros gaseosos turbulentos se deduce que cuando se modifica la velocidad de salida del combustible, la estructura de la llama no cambia, pues no se influye sobre el diámetro equivalente del problema. Sin embargo, aquí sí que se constata una variación de este parámetro. En el caso

¹¹⁶Este es el mismo intervalo en el que se han obtenido los valores medios de longitud de lift-off a partir de las imágenes de quimioluminiscencia.

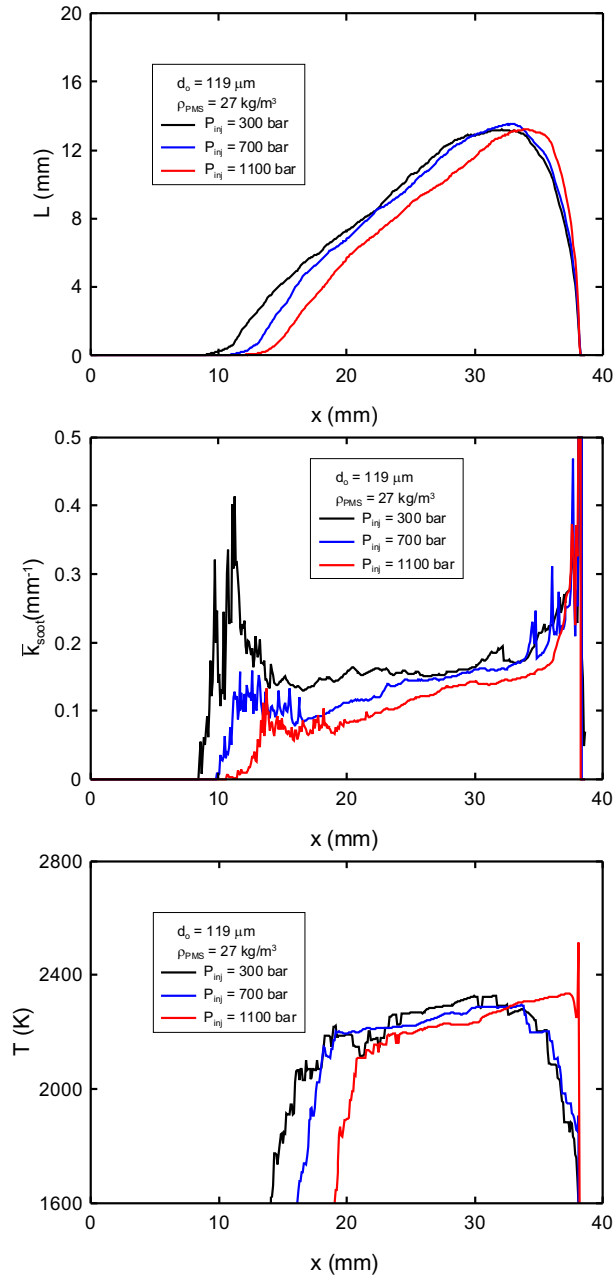


Figura 7.13: Influencia de la presión de inyección sobre los perfiles de las variables de estudio. Serie $d_o - P_{inj} - P_{int}$ con $d_o = 119 \mu m$, y $P_{int} = 1.6 \text{ bar}$.

del chorro Diesel, la única explicación cabría encontrarla en variaciones del ángulo del chorro θ o en la modificación del diámetro efectivo al variar la presión de inyección, que modificarían el escalado del problema. Para esta tobera se ha comprobado mediante ensayos en atmósfera inerte a temperatura ambiente y densidad de unos 25 kg/m^3 que hay una reducción del ángulo de chorro al ir pasando a presiones de inyección mayores. Sin embargo, para la tobera de $163 \mu\text{m}$ esta explicación no es válida, pues si bien la tendencia que se obtiene para el parámetro L es la misma que para la de $119 \mu\text{m}$, en los estudios en atmósfera inerte el ángulo de chorro aumenta al hacerlo la presión de inyección. Aún así, pensamos que la explicación está en este parámetro, y que se deberían medir los ángulos de chorro en el caso inerte pero en condiciones de presión y temperatura reales, con el fin de comprobar si los resultados a temperatura ambiente siguen manteniéndose.

En cuanto al parámetro \bar{k}_{soot} , se observa en la misma figura que el aumento de la presión de inyección, además de retrasar espacialmente la aparición del hollín, disminuye el valor de dicho parámetro en todo el perfil axial. Este hecho es debido al mayor englobamiento de aire producido desde el origen del chorro y hasta la longitud de lift-off. Se ha visto en el caso del chorro gaseoso que el englobamiento de aire en una sección es lineal con la distancia al inyector (apartado 4.4.5). Siguiendo a Siebers [4], se podría definir un parámetro para el estudio del englobamiento ζ_{st} que representa la relación aire-combustible en una sección a una cierta distancia x al orificio de salida, respecto a la relación aire-combustible estequiométrica, es decir, ζ_{st} es la inversa del dosado relativo promedio en una sección. En el caso del chorro gaseoso y suponiendo perfiles exponenciales de concentración se puede demostrar que:

$$\zeta_{st} = F_{st} \left(\frac{2}{k_1} \frac{x}{d_{eq}} - 1 \right) \quad (7.16)$$

es decir, esta magnitud es proporcional al englobamiento, que es directamente proporcional a la distancia x al orificio de salida normalizada con el diámetro equivalente d_{eq} y al dosado estequiométrico F_{st} . En el caso del chorro Diesel, habría que añadir la tangente del ángulo de chorro:

$$\zeta_{st} = F_{st} \left(\frac{2}{k_4} \frac{x \cdot \tan(\theta/2)}{d_{eq}} - 1 \right) \quad (7.17)$$

Calculando el valor del parámetro ζ_{st} a la distancia de lift-off ($x = LOL$) medida en el apartado anterior¹¹⁷, se obtiene para 300, 700 y 1100 bar valores

¹¹⁷Debido a la falta de datos acerca del ángulo de chorro en condiciones de evaporación, se va a suponer un valor constante de $k_4/\tan(\theta/2) = 5$ en todos los cálculos de ζ_{st} .

del 31.5, 39.9 y 46.9%. Valores más altos de englobamiento antes de la llama se corresponden efectivamente con una menor aparición de hollín (disminuye \bar{k}_{soot}), como consecuencia de que en la combustión premezclada que tiene lugar en la posición de lift-off se forman menos precursores al ser el dosado cada menos rico.

Por último, se observa una evolución de la temperatura en el eje con relativamente poca pendiente¹¹⁸, de forma similar a los resultados teóricos del apartado 7.3. Este hecho está en concordancia con el promediado espacial de la temperatura en la dirección de visión que supone el método de los dos colores. Por otra parte, la tendencia con la temperatura es aparentemente decreciente al aumentar la presión de inyección. Sin embargo, las diferencias son menores de 100 K entre la presión mínima y la máxima. De la teoría de chorros gaseosos se supone que la distribución de temperaturas no debería cambiar salvo por las modificaciones en el ángulo de chorro. Este hecho, juntamente con la disminución del factor KL con la presión de inyección (a partir de las tendencias de \bar{k}_{soot} y L) lleva a pensar que estos cambios son más bien debidos al cambio en la distribución de hollín que a modificaciones en el campo real de temperaturas, tal como se ha descrito en el apartado 7.3.

Influencia de la densidad en cámara La figura 7.14 muestra la comparación de los perfiles de anchura de llama, factor \bar{k}_{soot} y temperatura en el eje para los casos de mayor presión de inyección de la tobera de menor diámetro. Se han representado los mismos datos en función de la coordenada axial x y de la coordenada normalizada x/d_{eq} . En el resto de puntos del estudio, las tendencias al cambiar la densidad en cámara son muy similares a las aquí presentadas.

Comenzando por la anchura de llama L , se observa que hay diferencias entre los tres casos, reduciéndose la longitud de lift-off al aumentar la densidad, con lo que la llama comienza a desarrollarse más cerca del origen. En cada caso se pueden observar tres zonas en la evolución de la anchura de llama. La primera estaría definida desde la aparición del hollín a la distancia de lift-off hasta que la anchura crece con una pendiente aproximadamente constante. En ella se está produciendo todavía el transitorio entre el chorro inerte y el reactivo, con lo que la estructura de la llama de difusión no está estabilizada. El tamaño de esta primera zona cambia bastante dependiendo de la densidad en cámara. Así, en el caso de altas densidades su extensión es de unos 7 mm,

¹¹⁸El hecho de que la temperatura arranque de un punto a mayor distancia del eje que \bar{k}_{soot} o L es debido a que se ha escogido para la representación un rango que parte de 1600 K. A la distancia de lift-off, la temperatura es mucho menor debido al promediado temporal.

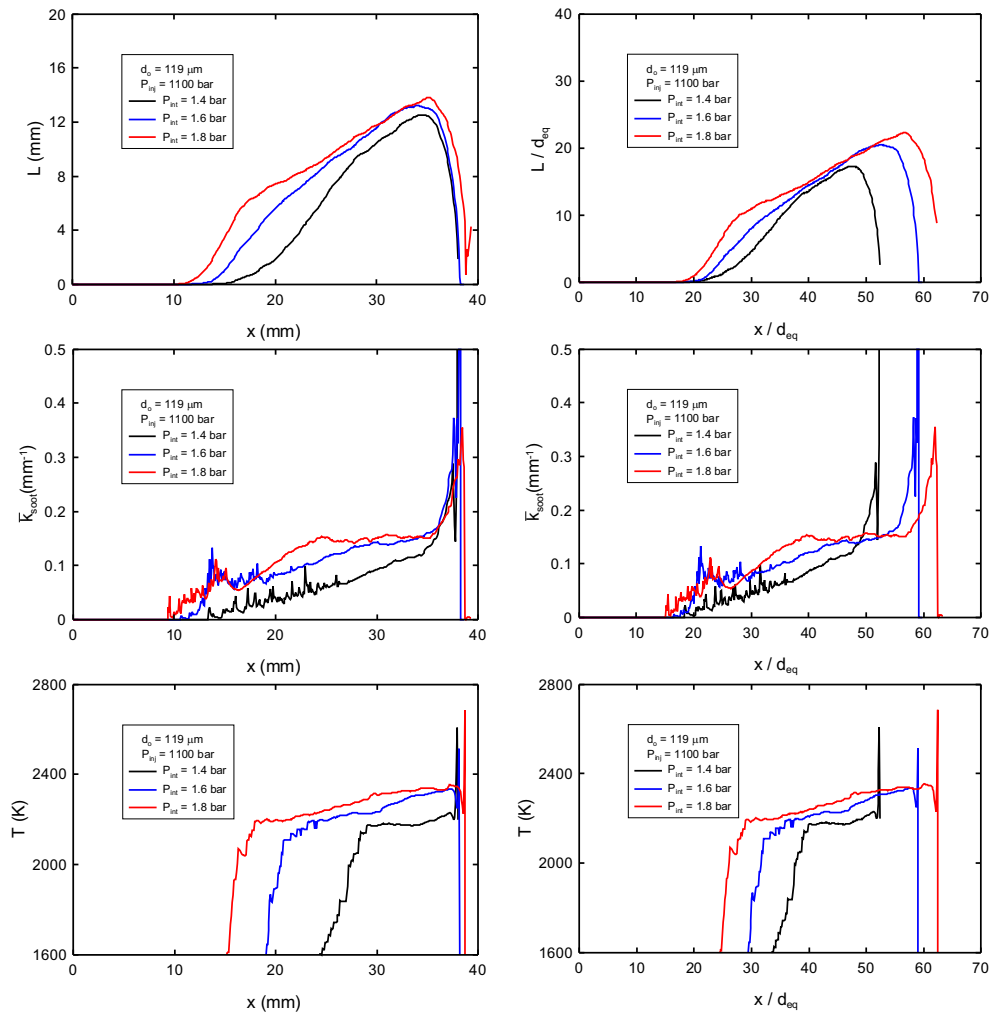


Figura 7.14: Influencia de la densidad en cámara sobre los perfiles de las variables de estudio.

mientras que para la densidad más baja representa aproximadamente el doble de esta distancia. Una vez cubierta esta primera zona la anchura de llama comienza a crecer linealmente hasta que sufre un cambio de tendencia debido a la llegada al límite del campo de visión. A partir de este punto, fácilmente apreciable en la figura sobre 35 mm, se define la tercera zona, en la que la anchura visible de llama carece de significado real.

Si se observa la evolución de la anchura de llama normalizada con el diámetro equivalente se aprecia que ésta es bastante similar en los tres casos salvo por la parte inicial transitoria. En esta zona, los casos de mayor densidad tienen una pendiente más elevada. Estos resultados parecen indicar que efectivamente la llama visible por el hollín podría constituir una isosuperficie del chorro (en concreto, la superficie estequiométrica), puesto que expresada en función de las coordenadas normalizadas con el diámetro equivalente se obtiene una superposición de casos. Sorprende el hecho de que no se necesite dividir por la tangente del ángulo del chorro (variable, por otra parte, no conocida para este caso) para lograr la normalización de los casos de diferente densidad, más aún cuando en el caso de variar la presión de inyección se ha defendido la hipótesis de que el ángulo del chorro también se modifica. Hay que tener en cuenta que, así como el rango de variación de la presión de inyección es notable ($\pm 50\%$ respecto al valor central de 700 bar), en el caso de la densidad en cámara el rango disponible en la instalación es mucho más reducido (22, 28 y 30 kg/m³). Suponiendo una dependencia de la tangente del ángulo con la densidad de $\rho^{0.2}$, la diferencia entre los casos extremos sería del 6%, que debido a las distancias relativamente cortas a la tobera produciría modificaciones poco apreciables.

Se observa que el factor \bar{k}_{soot} crece al ir aumentando la distancia al origen del chorro, hasta estabilizarse en los casos de mayor densidad a una distancia en torno a los 30 mm. En este caso, no se da una superposición tan clara al emplear las coordenadas normalizadas. Únicamente en la parte final las curvas tienden a un valor constante. Calculando de nuevo el parámetro de englobamiento ζ_{st} a partir de las longitudes de lift-off medidas mediante quimioluminiscencia se obtienen valores del 57.3, 46.9 y 42.0% para las densidades de 22, 28 y 30 kg/m³, respectivamente. Este hecho indica que el aumento de densidad produce como resultado neto una disminución del englobamiento del aire hasta la longitud de lift-off, teniendo en cuenta efectos opuestos de la reducción de la longitud de lift-off y el aumento de englobamiento, debidos ambos al cambio en densidad. Al disminuir esta masa englobada, el dosado de la combustión premezclada es más rico y se forma mayor cantidad de hollín en la llama, que es lo que se observa en los perfiles. Siebers y Pickett obtienen un resultado análogo en un estudio muy reciente [8], indicando que al aumentar

la densidad, el efecto de la reducción de lift-off produce un aumento en la cantidad de hollín de la llama. Este resultado no está reñido con la reducción en las emisiones de partículas que se obtienen en un motor al aumentar la densidad en cámara si se mantiene la masa de combustible inyectada constante. El aumento de densidad, además del incremento en la formación que indica el resultado anterior, tiene un efecto mucho más notable sobre la tasa de oxidación del hollín en la parte final de la combustión, con lo que la emisión final de partículas disminuye.

En cuanto a la curva de temperaturas de llama, teniendo en cuenta que el rango de variación de la temperatura en el PMS es de 879 a 887 K¹¹⁹, se puede suponer que las relaciones de estado no van a modificarse demasiado, con lo que las temperaturas de llama apenas cambiarán. Sin embargo, se observa una modificación en los valores de temperatura experimental, con valores crecientes al aumentar la densidad en cámara. De hecho, los resultados tienen la apariencia de estar desfasados espacialmente entre ellos. El cambio de temperatura entre los casos de mínima y máxima densidad es de menos de 150 K, con lo que este aumento de temperatura con la densidad muy probablemente sea debido al aumento en el factor KL , más que a cambios en la temperatura real de la llama, de acuerdo a lo visto en el apartado 7.3.

Influencia del diámetro de orificio de la tobera Para estudiar la influencia del diámetro de orificio se han tomado los tres casos de mayor densidad de las dos toberas estudiadas, correspondientes a las tres presiones de inyección de 300, 700 y 1100 bar. Se han seleccionado estos casos porque en el resto, con una densidad de aire menor, la llama aparece muy cerca del instante en que el chorro supera el límite del campo de visión, con lo que no se aprecian bastantes de los detalles importantes de la misma. Este hecho es más acusado para la tobera de 163 μm .

La figura 7.15 presenta los resultados de L/d_{eq} , \bar{k}_{soot} y T para ambas toberas en función de la coordenada normalizada x/d_{eq} . La anchura de llama normalizada para ambas toberas parece que no se llega a superponer totalmente. Téngase en cuenta que al tratarse de un chorro Diesel haría falta el ángulo del chorro para una normalización correcta, dato no disponible en estas condiciones. Ensayos a temperatura ambiente y densidad de 25 kg/m³ muestran que la tobera de 163 μm presenta un ángulo de chorro mayor que la de 119 μm , lo que corresponde con la tendencia observada en la figura. De hecho, empleando un factor de corrección proporcional a las tangentes del

¹¹⁹Estas diferencias son debidas a dispersión experimental, ya que la temperatura en la admisión se mantiene constante.

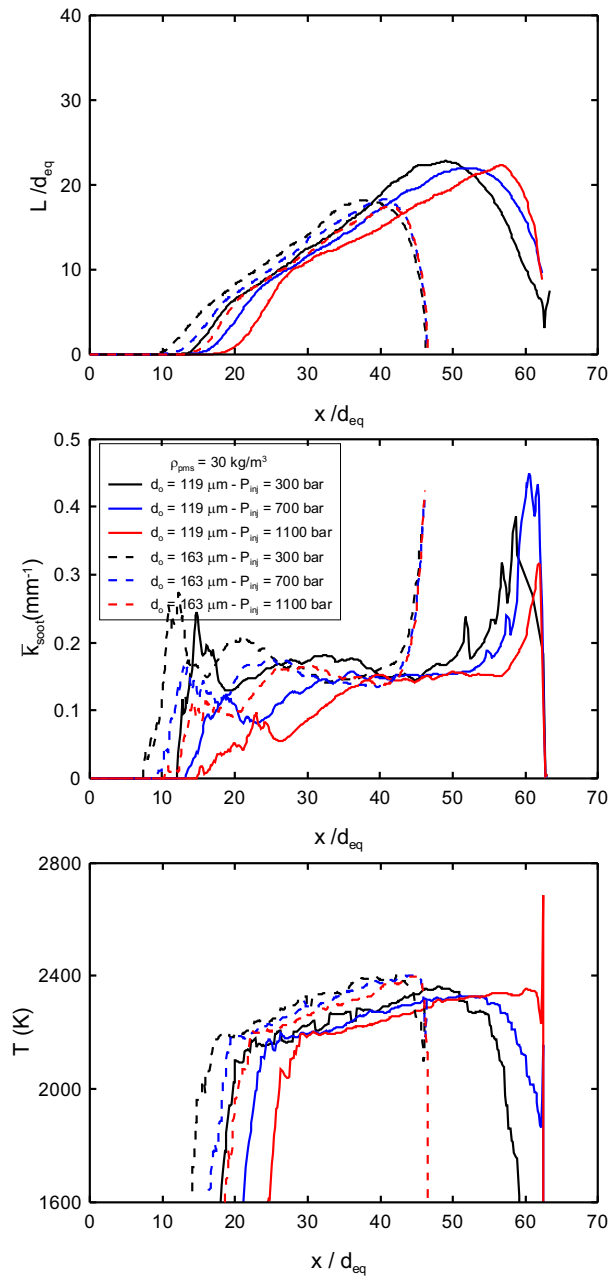


Figura 7.15: Influencia del diámetro de orificio sobre los perfiles de las variables de estudio.

semiángulo medias obtenidas en dichos ensayos mejora la superposición entre los casos aquí representados.

En cuanto al factor \bar{k}_{soot} , se observa que los valores máximos alcanzados en la zona de validez de este indicador, principalmente cerca de la tobera, son mayores en la tobera de mayor diámetro. Calculando de nuevo el parámetro ζ_{st} antes definido para esta tobera se obtienen los valores de 20.1, 25.6 y 30.1% para las presiones de inyección de 300, 700 y 1100 *bar*, respectivamente. Comparados con los valores obtenidos para la tobera de menor diámetro, de 27.9, 36.0 y 42.0% para las mismas presiones de inyección, se observa como efectivamente se reduce el englobamiento de aire aguas arriba de la longitud de lift-off al aumentar el diámetro del orificio. Hay una tendencia inversa entre este parámetro y el máximo de \bar{k}_{soot} en la zona de crecimiento del mismo, tras el primer máximo relativo que indica la zona de combustión premezclada del chorro. De nuevo obtenemos un resultado que relaciona el englobamiento de aire hasta la longitud de lift-off con la cantidad de hollín en llama.

En cuanto a la temperatura, se observan cambios entre ambas toberas que podrían responder al pequeño desfase espacial existente por no haber incluido la tangente del ángulo en el escalado del chorro. Sin embargo, ello parece no explicar totalmente las diferencias observadas entre curvas. Desde un punto de vista teórico no debería existir diferencias entre los casos, pues la temperatura estimada en el PMS se diferencia en todos los casos en menos de 5 *K*. Defendemos, de nuevo, que la diferencia de temperaturas en el eje se debe más a la variación de la cantidad de hollín (factor *KL*) que origina una variación de la temperatura aparente medida por el método de los dos colores, pues las diferencias máximas entre casos en este parámetro son de 100 – 150 *K*, totalmente justificables según lo visto en el apartado 7.3.

Influencia de la temperatura en cámara Frente a las series anteriores, en las que las variables modificadas (presión de inyección, diámetro de orificio o densidad) no tienen una influencia directa sobre la temperatura de la reacción, salvo por la variación de la longitud de lift-off y con ello del paso de inerte a reactivo¹²⁰, en este caso el cambio de la temperatura del aire de admisión sí que modifica la distribución de temperaturas en el interior de la llama. En consecuencia, mientras que el escalado del chorro en todos los casos se podía realizar en base al diámetro equivalente, en este caso se debería emplear el diámetro equivalente en reacción.

¹²⁰También se podrían considerar la influencia indirecta que puedan ejercer cambiando la tasa de combustión, y en consecuencia calentando el aire ambiente, que en este motor es despreciable.

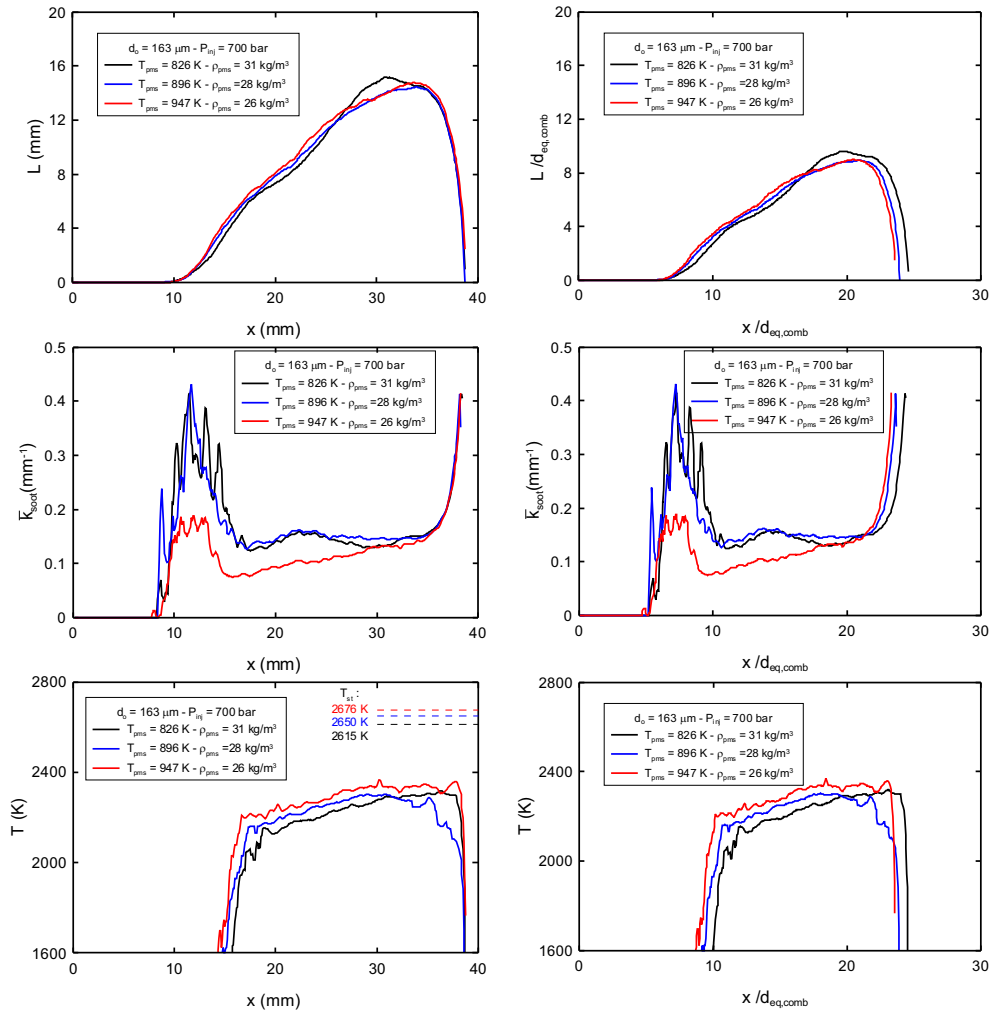


Figura 7.16: Influencia de la temperatura del aire sobre los perfiles de las variables de estudio.

La figura 7.16 muestra la evolución axial de las variables estudiadas, tanto en función de la coordenada natural x como en función de la coordenada $x/d_{eq,comb}$. El diámetro equivalente de combustión se ha calculado a partir de la temperatura estequiométrica obtenida bajo la suposición de reacción con especies intermedias en equilibrio químico, con la intención de dar a los cálculos una mayor precisión. En cualquiera de las variables representadas se observa que la posición relativa entre puntos se mantiene al normalizar con $d_{eq,comb}$. Este hecho es consecuencia de que el factor de corrección debido a la combustión $\sqrt{\frac{\rho_{mix,st}}{\rho_{comb,st}}}$ se reduce muy poco (de 1.86 a 1.77) al aumentar la temperatura del aire en el rango del estudio. Esto impide ver tendencias de escalado con la temperatura entre los diversos puntos, más aún cuando la distancia visible de la llama es tan reducida. Probablemente a distancias más elevadas los cambios sean más notables.

En el caso de la anchura de llama L y del factor \bar{k}_{soot} , las diferencias entre ensayos son muy reducidas. En este último sí que se aprecia un cambio en el caso de la temperatura máxima de 947 K que más bien parece ser debido a un error experimental. Ensayos realizados posteriormente en esta instalación con temperaturas en cámara todavía más elevadas (979 K) han demostrado que, aún aumentando la temperatura, la distribución de \bar{k}_{soot} no toma valores más reducidos, sino similares a los aquí presentados. Es de esperar una tendencia uniforme al aumentar la temperatura, más aún cuando no se barren rangos de funcionamiento muy amplios, con lo que no parece lógico que únicamente esa temperatura tenga un valor del factor \bar{k}_{soot} más reducido que el resto.

En cuanto a la temperatura aparente del hollín, se observa que sí que hay una diferencia entre los tres puntos de funcionamiento ensayados. Si bien nos encontramos con diferencias de temperaturas entre puntos de menos de 100 K, lo cierto es que se sigue la misma tendencia que en el caso de la temperatura adiabática de llama para el dosado estequiométrico T_{st} representada por líneas discontinuas en el diagrama de la izquierda. Ello parece lógico en este caso, puesto que aparentemente las distribuciones de hollín a lo largo de la llama no se modifican demasiado con el punto de funcionamiento, con lo que efectivamente un aumento de temperatura medida con el método de los dos colores debería corresponderse con un aumento de la temperatura adiabática de llama, de acuerdo a lo visto en el apartado 7.3.

Observando la diferencia que hay entre las curvas de temperatura medida y la temperatura estequiométrica, y comparando esta figura con la 7.5, se aprecia que efectivamente el campo cubierto mediante los accesos ópticos empleados dista bastante de ser el de la llama completa. Teniendo en cuenta que para la mayoría de los combustibles la longitud de llama es de unos 80 $d_{eq,comb}$, se

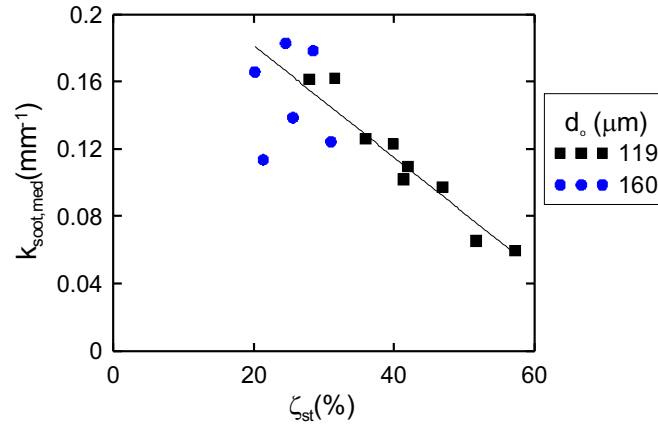


Figura 7.17: Relación entre el englobamiento de aire en la parte no reactiva de la llama y la cantidad de hollín formada en la llama para los puntos de funcionamiento analizados.

requeriría una ventana aproximadamente del doble de la longitud para poder visualizar toda la longitud de llama.

Relación entre el hollín y el englobamiento de aire: A lo largo del análisis de los resultados del método de los dos colores se ha intentado explicar las tendencias obtenidas en el parámetro \bar{k}_{soot} a partir del englobamiento de aire en la parte no reactiva de la llama, esto es, desde el orificio de salida hasta la longitud de lift-off, definida ésta según las medidas experimentales del apartado 7.4.2. Este englobamiento ha sido caracterizado mediante el parámetro ζ_{st} , definido en la ecuación 7.16, que representa una estimación de la cantidad de aire que hay en promedio en la sección del chorro correspondiente a la posición del lift-off. Como confirmación de esta relación, se presenta en la figura 7.17 una comparación entre ζ_{st} y un valor característico de la variable \bar{k}_{soot} obtenido al promediar los perfiles medios temporales de la misma (figuras 7.13 a 7.16) desde la posición de lift-off hasta la distancia axial en la cual la anchura de llama L llega al valor máximo. Como ya se ha comentado, a partir de esta posición el efecto de la ventana impide obtener la anchura real de la llama, con lo que \bar{k}_{soot} pierde su sentido físico.

En la figura se han comparado estas dos variables para los puntos de funcionamiento analizados en las figuras 7.13 a 7.16. A pesar de las limitaciones experimentales inherentes a la técnica de dos colores, al empleo de ventanas de reducido tamaño, y al hecho de estimar el englobamiento con una ecuación de chorro gaseoso, se observa como, efectivamente, al aumentar la cantidad de

aire englobada en la parte no reactiva de la llama disminuye la cantidad de hollín media formada en la zona de estudio, resultado que está en coherencia con los trabajos experimentales de Siebers y Higgins [4] y Siebers et al. [9], y que se justifica por la menor formación de precursores si la reacción en el frente de llama existente en la posición de lift-off se hace con dosados menos ricos (apartado 2.6.1).

7.5 Conclusiones

En este capítulo se ha *sintetizado una descripción teórica de la llama Diesel* que tiene en cuenta todos los conceptos presentados a lo largo de la tesis, basados en supuestos más sencillos de chorro gaseoso o chorro Diesel en evaporación. De acuerdo con ello, se han empleado los conceptos de fracción de mezcla y el diámetro equivalente en combustión para comprender los cambios en las propiedades locales y en el tamaño del chorro Diesel en combustión.

Esta descripción teórica ha sido completada con *información experimental* sobre fenómenos no considerados con detalle hasta ahora, característicos de la llama Diesel, como son el lift-off y la distribución del hollín en la llama de difusión. El trabajo experimental ha permitido estudiar el comportamiento de la llama Diesel de difusión frente a los cambios de las variables de contorno del proceso (presión de inyección, diámetro de orificio, densidad y temperatura en cámara):

- En primer lugar, y en base a la descripción de la llama Diesel, se ha *evaluado las limitaciones de la medida de temperatura y el factor KL mediante el método de los dos colores.* Se ha comprobado que la temperatura medida depende tanto de la temperatura real de la llama como de la distribución de hollín, si bien la influencia de esta última en términos relativos no es excesiva. Por su parte, el factor KL parece depender fundamentalmente de la cantidad de hollín.
- Se ha realizado una *parametrización de la longitud de lift-off medida mediante la técnica de quimioluminiscencia del OH.* La ley de escalado obtenida para este parámetro a partir de las medidas experimentales muestra dependencias similares a las encontradas en la literatura.
- Se ha comprobado que la estructura de la llama de hollín es similar a la descrita en la literatura, con un crecimiento en la cantidad de hollín con la distancia al origen del chorro. Es característica la aparición de un

vórtice frontal, que en la mayoría de los ensayos realizados sobrepasa el campo de visión.

- Se ha comprobado que *el englobamiento de aire antes de la longitud de lift-off está relacionado con la cantidad de hollín* formada en la llama.
- Se han obtenido distribuciones de temperatura con una evolución relativamente plana, de acuerdo con el estudio teórico propuesto sobre la relación entre los resultados del método de los dos colores y los valores reales de temperatura y hollín en la llama.
- Se ha encontrado un *escalado de la anchura de la llama con el diámetro equivalente del problema*, si bien han quedado aspectos no explicados principalmente debido a la falta de datos del ángulo del chorro en ambiente evaporativo.

La descripción de la llama Diesel obtenida con este capítulo no es en absoluto definitiva. Así por ejemplo, los razonamientos con respecto al hollín deberían ser completados con un análisis en base a modelos de formación-oxidación. Sin embargo, consideramos que con la información sintetizada en este capítulo se completa la descripción del proceso de inyección-combustión Diesel, planteada como objetivo al principio de la tesis.

Bibliografía

- [1] Peters N. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, London, 2000.
- [2] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study on the application of the two-color method to the measurement of flame temperature and soot concentration in Diesel engines”. *SAE Paper 800970*, 1980.
- [3] Yan J. y Borman G. L. “Analysis and in-cylinder measurement of particulate radiant emissions and temperature in a Direct Injection Diesel engine”. *SAE Paper 881315*, 1988.
- [4] Siebers D. L. y Higgins B. S. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Sprays Under Quiescent Conditions”. *SAE Paper 2001-01-0530*, 2001.
- [5] Musculus M. P. “Effects of the in-cylinder environment on diffusion flame lift-off in a DI Diesel engine”. *SAE Paper 2003-01-0074*, 2003.

- [6] Bergstrand P., Försth M. y Denbratt I. “The Influence of Orifice Diameter on Flame Lift-Off Length”. In *ILASS-Europe 2002 Conference Proceedings*, Zaragoza, España, 2002.
- [7] Siebers D. L. y Pickett L. “Injection Pressure and Orifice Diameter Effects on Soot in DI Diesel Fuel Jets”. In *Proceedings of the Thiesel 2002 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, pp. 199–213, Valencia, Sep 2002.
- [8] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Soot in Direct Injection Diesel fuel jets: Effects of ambient temperature, ambient density and injection pressure”. *Combustion and Flame*, 2003. Aceptado para publicación.
- [9] Siebers D. L., Higgins B. S. y Pickett L. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Jets: Oxygen Concentration Effects”. *SAE Paper 2002-01-0890*, 2002.

Capítulo 8

Conclusiones y trabajos futuros

Contenido

8.1 Conclusiones	337
8.2 Trabajos futuros	341

8.1 Conclusiones

Con el fin de presentar las conclusiones más relevantes del trabajo que se recoge en esta tesis doctoral conviene volver la vista hacia el capítulo de introducción, en el que se definía el marco de trabajo de la tesis y se concretaban los objetivos y metodología de la misma. En este apartado pretendemos comprobar las conclusiones más relevantes obtenidas en relación con las metas inicialmente planteadas.

El objetivo global enunciado en el capítulo 1 indicaba que con este trabajo se pretendía *construir las herramientas conceptuales necesarias para analizar de forma sencilla los mecanismos físicos que gobiernan el proceso de combustión de los chorros Diesel* bajo unas condiciones de contorno definidas en este capítulo, y que corresponden a las de la combustión de un chorro Diesel en un motor de inyección directa de unos dos litros de cilindrada unitaria altamente sobrealimentado. Con este enunciado general se recogía la que pensamos que ha sido la aportación más importante de la tesis, la adaptación y, en el caso necesario, creación de conceptos que permitan describir cuantitativamente una llama Diesel de forma simplificada. Recordemos que el trabajo partía del conocimiento existente en el grupo de trabajo en el que se desarrolla sobre el

comportamiento del chorro Diesel isoterma. Este saber era realmente avanzado, pero debido al caso sencillo al que pertenecía, carecía de conceptos que describieran la llama Diesel a nivel de temperaturas, composición o tamaño:

- La primera parte del trabajo ha consistido, precisamente, en *identificar los aspectos del proceso de inyección-combustión Diesel que debían ser tenidos en cuenta para realizar esta descripción sencilla*. De esta prospección de la literatura se ha concluido que había que centrar el análisis en el problema de la evaporación y en la combustión como fenómenos que introducen cambios sustanciales en la estructura del chorro frente al caso de partida isoterma mucho más simple. El fenómeno de atomización de las gotas de combustible líquido ya había sido obviado en este último caso, y también lo ha sido a lo largo de la presente tesis, debido a que el chorro se encuentra en un régimen de atomización completa. Ello introduce una simplificación fundamental en el estudio, pues permite estudiar el chorro Diesel como si se tratara de un chorro gaseoso.
- En base a esta prospección, se ha desarrollado en los capítulos 4 y 5 un *estudio profundo del chorro gaseoso* basado en simulaciones numéricas y en razonamientos teóricos. El análisis se ha hecho de forma incremental, partiendo del caso más sencillo (el chorro inerte isodens) para ir añadiéndole complejidad mediante la consideración de hipótesis menos restrictivas. Se ha dividido el estudio en dos partes, una dedicada al chorro inerte y la otra al chorro reactivo. Ha sido a lo largo de estos dos capítulos donde se han construido los conceptos más importantes para la descripción de los chorros:

La fracción de mezcla: La fracción de mezcla es un invariante que generaliza la fracción másica de combustible como indicadora del grado de mezcla o dilución existente en un punto del chorro entre dos estados: combustible o ambiente puros. En el caso inerte, dicha variable equivale a la fracción másica de combustible, mientras que en el reactivo es la variable de la que depende la composición local. Debido al carácter conservativo del flujo de fracción de mezcla a lo largo del chorro, dicho parámetro es fundamental para la descripción de la distribución espacial de propiedades.

Las relaciones de estado: Constituyen la otra herramienta importante para poder describir las condiciones locales de la mezcla, pues representan sus ecuaciones de estado. El planteamiento de las mismas bajo hipótesis sencillas permite deducir el valor de cualquier propiedad local del chorro a partir de la fracción de mezcla. En ello

reside precisamente su potencial, pues resume todo el problema de la descripción del chorro gaseoso (isotermo o no isotermo, inerte o reactivo) a la obtención de la distribución espacial de la fracción de mezcla, de manera que mediante las relaciones de estado se pueden obtener las propiedades locales (entalpía, temperatura o composición).

El diámetro equivalente: Este ha sido el tercer concepto fundamental para la descripción del chorro gaseoso y su necesidad surge de los dos anteriores. Puesto que, conocida la distribución espacial de la fracción de mezcla, se puede obtener la de cualquier propiedad en el chorro, conviene encontrar la forma de analizar los cambios espaciales en esta variable cuando se modifican las condiciones de contorno del problema. En este punto surge el diámetro equivalente, ya empleado en el chorro isotermo para cuantificar diferencias de densidad entre el combustible inyectado y el ambiente. En este trabajo se ha generalizado la definición del mismo al caso inerte no isotermo, con lo que la distribución espacial de la fracción másica de combustible se puede obtener mediante una transformación espacial o escalado de la del caso isodenso. Se ha demostrado a partir de simulaciones numéricas que este escalado es más exacto cuanto mayor es la diferencia de densidades entre el chorro y el ambiente en el que se inyecta.

Sin embargo, el diámetro equivalente planteado para el caso de mezcla inerte no puede tener en cuenta los cambios en el tamaño del chorro cuando se trata de un caso en combustión. Por ello se ha analizado con detalle este último supuesto, encontrando que conviene redefinir el diámetro equivalente para considerar la expansión inducida por la liberación de calor. La redefinición permite una descripción bastante adecuada de las propiedades del chorro en la zona interior de la superficie estequiométrica.

- Con los conceptos anteriores se ha completado la descripción del chorro gaseoso en combustión, que era el primero de los objetivos parciales que se había planteado en la tesis. El siguiente objetivo planteado consistía en *extender los conceptos anteriores al caso del chorro Diesel, con el fin de completar el modelo conceptual existente de chorro Diesel inerte y extenderlo a condiciones reactivas*. Se ha realizado la aproximación al problema de nuevo en dos pasos (capítulos 6 y 7), esta vez vistos desde el punto de vista de la evolución temporal del chorro en el proceso de inyección combustión:

- En primer lugar, se ha considerado el problema de la *evaporación del chorro Diesel inerte así como el estudio de la fase de autoencendido*. Los conceptos antes definidos para el chorro gaseoso (fracción de mezcla, relaciones de estado y diámetro equivalente) junto con la consideración de los cambios en el ángulo del chorro han servido para afrontar el problema de la evaporación del chorro Diesel en ambiente inerte con un tratamiento que asimila este último a un chorro gaseoso. La evaporación no implica más que una modificación en las relaciones de estado, y se reduce a la necesidad de mezclar el combustible con una cierta proporción de aire para conseguir que éste se evapore. A partir de estudios experimentales acerca de la longitud líquida máxima alcanzada por el chorro Diesel en condiciones de motor se ha comprobado que las leyes de escalado obtenidas teórica y experimentalmente para dicho parámetro son similares, lo que valida este punto de vista.

La hipótesis manejada a lo largo del capítulo 6 es que la estructura del chorro es esencialmente la de un chorro inerte. Ello es cierto durante la fase de retraso al autoencendido, hasta que la liberación de energía se hace notable. Empleando estas hipótesis se ha podido realizar un estudio sobre la evolución del proceso de combustión de un chorro durante la fase de combustión premezclada, apareciendo clara la relación entre la masa quemada durante la misma y la que se ha inyectado desde el principio de la inyección hasta el final de esta fase. Adicionalmente, se han parametrizado los tiempos característicos de retraso y duración de la combustión premezclada, apareciendo una relación lineal entre ambos.

- El segundo y último paso ha sido la consideración de la *llama Diesel de difusión*. Para ello se ha partido de nuevo del modelo que representa el chorro gaseoso turbulento, extendiéndolo al caso del chorro Diesel (capítulo 7). Con el fin de completar la descripción de la misma, se ha llevado a cabo un estudio experimental sobre dos aspectos no considerados en detalle, el fenómeno del lift-off y la distribución de hollín en la llama. El primer parámetro es de gran importancia, pues marca la zona de separación de la parte inerte y reactiva de la llama Diesel. La ley de escalado obtenida en este parámetro para el estudio realizado ha resultado ser similar a los existentes en la literatura. En cuanto a la llama de difusión, se ha analizado de forma sencilla mediante el método de los dos colores la evolución de la temperatura y de los parámetros relacionados con la distribución de hollín en la llama. Se ha comprobado

la relación existente entre la temperatura de la llama y la que se mide mediante este método, así como la relación existente entre el englobamiento de aire hasta la longitud de lift-off y la cantidad de hollín que contiene la llama.

- Este último apartado, así como todos aquellos en los que aparecen estudios experimentales, ha sido posible gracias al *desarrollo de metodologías experimentales para el análisis de los ensayos de visualización de los procesos de inyección-combustión*, que era el último objetivo, de carácter metodológico, que se había planteado en el capítulo de introducción. Se ha buscado con ello obtener una perspectiva integral que permita recoger toda la información del objeto de estudio, el chorro Diesel en combustión, desde un punto de vista global.

8.2 Trabajos futuros

Con esta tesis no se da ni mucho menos por finalizado el estudio de la combustión del chorro Diesel desde la perspectiva de los análisis simplificados. Todo lo contrario, pensamos que se ha conseguido una base conceptual sobre la que ir completando la descripción de estos procesos mediante una profundización en diferentes aspectos que exponemos a continuación:

1. En primer lugar, con el fin de obtener leyes de escalado más reales se requiere un estudio de la *evolución del ángulo de chorro en reacción*, de manera que se pueda evaluar sus dependencias.
2. La mayor parte de las consideraciones realizadas en este trabajo han versado sobre el chorro estacionario, gaseoso o Diesel. Si bien en el chorro inerte parece que la extensión al caso *transitorio* es inmediata empleando el concepto de diámetro equivalente, consideramos que haría falta una validación de los conceptos desarrollados en el chorro en combustión. Ello comprendería diversos aspectos:
 - (a) Comprobación de los conceptos desarrollados para predecir la penetración de la llama en combustión. Este hecho requiere la realización de simulaciones de chorro gaseoso pulsado, así como la validación experimental mediante el empleo de instalaciones con grandes accesos ópticos¹²¹ que no estaban disponibles en el momento de realizar esta tesis.

¹²¹Recordemos que el tamaño del chorro en combustión es del orden de 1.6 – 1.8 veces el tamaño del chorro inerte.

- (b) Análisis de las leyes de mezcla del chorro en combustión para compararla con las leyes experimentales de liberación de calor. Ello incluiría además la consideración de la influencia que esta liberación de calor pueda tener sobre la evolución del chorro, puesto que las hipótesis manejadas aquí suponían una presión constante, hecho que no ocurre en la cámara de combustión de un motor.
 - (c) Estudio de la evolución temporal de la longitud de lift-off, para evaluar su influencia sobre la penetración de la llama
3. Por último, bajo las hipótesis del presente trabajo es posible la *implementación de modelos sencillos de formación contaminantes*, de manera que se podría obtener información no solamente sobre la tasa temporal de formación-destrucción, sino sobre la ubicación espacial de las zonas importantes para la evolución de estas sustancias. Ello pasa obligatoriamente por buscar una descripción de las propiedades en el seno de la llama lo más exacta posible, abandonando la reacción de un solo paso y afrontando el cálculo de un equilibrio químico. A partir de este cálculo detallado de propiedades se puede pensar en el estudio de la formación de los *óxidos de nitrógeno*, problema básicamente cinético. De la misma forma, con la distribución local de propiedades y conociendo en detalle el movimiento de las especies en el chorro, se pueden implementar ecuaciones sencillas de *formación y oxidación del hollín*, para obtener distribuciones espaciales que se puedan contrastar con resultados experimentales.

En definitiva, pensamos que el marco de trabajo está creado y las herramientas principales suficientemente desarrolladas, de manera que profundizando en los aspectos anteriores se puede conseguir una descripción cuantitativa más completa de la llama Diesel, coherente con los resultados experimentales y, sobre todo, que permita comprender la física de los fenómenos relevantes en el proceso de inyección-combustión del chorro de combustible.

Bibliografía

- [1] Adler D. y Lyn W.T. “The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl”. *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 184, pp. 171–180, 1969. **Aparece en: Cap.4**–[1].
- [2] Adler D. y Lyn W.T. “The steady evaporation and mixing of a spray in a gaseous swirl”. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, pp. 793–812, 1971. **Aparece en: Cap.4**–[2].
- [3] Aggarwal S.K. “A Review of Spray Ignition Phenomena: Present Status and Future Research”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 24, pp. 565–600, 1998. **Aparece en: Cap.2**–[28].
- [4] Alkidas A. C. “On the Premixed Combustion in a Direct-Injection Diesel Engine”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 109, pp. 187–192, 1987. **Aparece en: Cap.2**–[49], **Cap.6**–[19].
- [5] Arcoumanis C., Whitelaw J.H. y Wong K.Y. “Gaseous simulation of Diesel-type sprays in a motored engine”. *SAE Paper 890793*, 1989. **Aparece en: Cap.4**–[4].
- [6] Armas O. *Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998. **Aparece en: Cap.1**–[7], **Cap.3**–[5], **Cap.6**–[17].
- [7] Arrègle J. *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997. **Aparece en: Cap.1**–[1], **Cap.2**–[9], **Cap.3**–[3], **Cap.6**–[9].
- [8] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*,

- Vol. 23, pp. 1301–1317, 2003. **Aparece en:** **Cap.2**–[58], **Cap.4**–[16], **Cap.5**–[10].
- [9] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional Diesel combustion model. Part 2: Analysis of the transient initial and final diffusion combustion phases”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1319–1331, 2003. **Aparece en:** **Cap.2**–[59], **Cap.4**–[17], **Cap.5**–[11].
- [10] Becker H. A. y Liang D. “Visible length of vertical free turbulent diffusion flames”. *Combust. Flame*, Vol. 32, pp. 115–137, 1978. **Aparece en:** **Cap.5**–[12].
- [11] Belardini P., Bertoli C., Giacomo N. Del y Iorio B. “Soot Formation and Oxidation in a DI Diesel Engine: A Comparison Between Measurements and Three Dimensional Computations”. *SAE Paper 932658*, 1993. **Aparece en:** **Cap.2**–[34].
- [12] Bergstrand P., Försth M. y Denbratt I. “The Influence of Orifice Diameter on Flame Lift-Off Length”. In *ILASS-Europe 2002 Conference Proceedings*, Zaragoza, España, 2002. **Aparece en:** **Cap.2**–[73], **Cap.3**–[26], **Cap.7**–[6].
- [13] Bermúdez V., García J. M., Juliá E. y Martínez S. “Engine with optically accessible cylinder head: a research tool for injection and combustion processes”. *SAE Paper 2003-01-1110*, 2003. **Aparece en:** **Cap.2**–[46].
- [14] Bower G. R. y Foster D. E. “The effect of split injection on fuel distribution in an engine-fed combustion chamber”. *SAE Paper 930864*, 1993. **Aparece en:** **Cap.2**–[19].
- [15] Browne K. R., Partridge I. M. y Greeves G. “Fuel property effects on fuel/air mixing in an experimental Diesel engine”. *SAE Paper 860223*, 1986. **Aparece en:** **Cap.2**–[16].
- [16] Chmela F. y Orthaber G. C. “Rate of Heat Release Prediction for Direct Injection Diesel Engines Based on Purely Mixing Controlled Combustion”. *SAE Paper 1999-01-0186*, 1999. **Aparece en:** **Cap.2**–[57].
- [17] Corcione F. E., Italia F. y Consales S. “Mixture Formation and Autoignition Process at Different Engine Conditions in an Optical Accessible Diesel Engine”. *Proceedings of the 3rd International Conference on Control and Diagnostics in Automotive Applications - CD Auto 01, Sestri Levante (Genova) - Paper 01A3013*, 2001. **Aparece en:** **Cap.2**–[47].

- [18] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998. **Aparece en:** **Cap.1**–[2], **Cap.2**–[8], **Cap.3**–[1], **Cap.4**–[7], **Cap.6**–[1].
- [19] Curran H.J., Gaffuri P., Pitz W.J. y Westbrook C.K. “A Comprehensive Modeling Study of n-Heptane Oxidation”. *Combust. Flame*, Vol. 114, pp. 149–177, 1998. **Aparece en:** **Cap.2**–[36].
- [20] Curran H.J., Gaffuri P., Pitz W.J. y Westbrook C.K. “A Comprehensive Modeling Study of iso-Octane Oxidation”. *Combust. Flame*, Vol. 129, pp. 253–280, 2002. **Aparece en:** **Cap.2**–[37].
- [21] Dec J. E. “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. *Transactions of the SAE*, Vol. 106, pp. 1319–1348, 1997. SAE Paper 970873. **Aparece en:** **Cap.2**–[2].
- [22] Dec J. E. y Canaan R. E. “PLIF Imaging of NO Formation in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 980147*, 1998. **Aparece en:** **Cap.2**–[61].
- [23] Dec J. E. y Coy E. B. “OH Radical Imaging in a DI Diesel Engine and the Structure of the Early Diffusion Flame”. *SAE Paper 960831*, 1996. **Aparece en:** **Cap.2**–[54], **Cap.3**–[30].
- [24] Dec J. E. y Espey Ch. “Ignition and Early Soot Formation in a DI Diesel Engine Using Multiple 2-D Imaging Diagnostics”. *SAE Paper 950456*, 1995. **Aparece en:** **Cap.2**–[42].
- [25] Dec J. E. y Espey Ch. “Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 982685*, 1998. **Aparece en:** **Cap.2**–[41], **Cap.6**–[18].
- [26] Dec J. E. y Kelly-Zion P. L. “The Effects of Injection Timing and Diluent Addition on Late-Combustion Soot Burnout in a DI Diesel Engine based on Simultaneous 2-D Imaging of OH and Soot”. *SAE Paper 2000-01-0238*, 2000. **Aparece en:** **Cap.2**–[64].
- [27] Desantes J. M., Pastor J. V., Arrègle J. y Molina S. A. “Analysis of the combustion process in a EURO III heavy-duty direct injection Diesel engine”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 124, pp. 636–644, 2002. **Aparece en:** **Cap.3**–[4].

- [28] di Stasio S. y Massoli P. “Influence of the soot property uncertainties in temperature and volume-fraction measurements by two-colour pyrometry”. *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 5, pp. 1453–1465, 1994. **Aparece en: Cap.3–[23].**
- [29] Edwards C. F., Siebers D. L. y Hoskin D. H. “A Study of the Autoignition Process of a Diesel Spray via High Speed Visualization”. *Transactions of the SAE*, Vol. 101 n^o 3, pp. 187–204, 1992. SAE Paper 920108. **Aparece en: Cap.2–[29].**
- [30] Espey C., Dec J. E., Litzinger T. A. y Santavicca D. A. “Planar laser Rayleigh scattering for quantitative vapor-fuel imaging in a Diesel jet”. *Combust. Flame*, Vol. 109, pp. 65–86, 1997. **Aparece en: Cap.6–[10].**
- [31] Espey Ch. y Dec J. E. “The effect of TDC temperature and density on the liquid-phase fuel penetration in a DI Diesel engine”. *Transactions of the SAE*, Vol. 104 n^o 4, pp. 1400–1414, 1995. **Aparece en: Cap.2–[20].**
- [32] Faeth G.M. “Evaporation and Combustion of Sprays”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 9, pp. 1–76, 1983. **Aparece en: Cap.6–[5].**
- [33] Fenollosa C. *Aportación a la descripción fenomenológica del proceso de combustión por difusión Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.1–[9], Cap.2–[60].**
- [34] Fluent. *FLUENT 5 User's Guide*. Fluent Incorporated, 1998. **Aparece en: Cap.3–[8].**
- [35] Flynn P. F., Durrett R. P., Hunter G. L., zur Loye A. O., Akinyemi O.C., Dec J. E. y Westbrook Ch. K. “Diesel Combustion: An Integrated View Combining Laser Diagnostics, Chemical Kinetics and Empirical Validation”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999. **Aparece en: Cap.2–[39].**
- [36] Forstall W. J. y Shapiro A. H. “Momentum and mass transfer in coaxial gas jets”. *J. Appl. Mechanics*, Vol. 17, pp. 399–407, 1950. **Aparece en: Cap.4–[13].**
- [37] Fusco A., Corcione F. E., Mazziotti G., Vaglieco B. M. y Papetti F. “An Experimental and Numerical Study of Air-Fuel Mixing and Combustion of a Divided-Chamber Diesel Engine System”. *SAE Paper 952427*, 1995. **Aparece en: Cap.2–[32].**

- [38] García J. M. *Estudio mediante visualización de la influencia de las condiciones del aire y de la presión de inyección en los fenómenos de evaporación, mezcla y combustión en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, Trabajo de investigación 1762/21. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[31], **Cap.6**–[15].
- [39] Gaydon A.G. *The Spectroscopy of Flames*. Chapman and Hall Ltd., London, 1974. **Aparece en: Cap.2**–[45].
- [40] Glassman I. *Combustion*. Academic Press, Inc., second edition, 1987. **Aparece en: Cap.2**–[55].
- [41] Hampson G. J. y Reitz R. D. “Two-color imaging of in-cylinder soot concentration and temperature in a heavy-duty DI Diesel engine with comparison to multidimensional modeling for single and split injections”. *SAE Paper 980524*, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[21].
- [42] Han D. y Mungal M. G. “Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets”. *Combust. Flame*, Vol. 124, pp. 370–386, 2001. **Aparece en: Cap.4**–[19], **Cap.5**–[8].
- [43] Han D. y Mungal M. G. “Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in co-flow”. *Combust. Flame*, Vol. 132, pp. 565–590, 2003. **Aparece en: Cap.5**–[5].
- [44] Hatori H., Narumiya K., Tsue M. y Kadota T. “Photographical Analysis of Initial Breakup Process of Diesel Spray”. In *Proceedings of the Thiesel 2002 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, pp. 33–43, Valencia, Sep 2002. **Aparece en: Cap.2**–[13].
- [45] Hawthorne W. R., Weddell D. S. y Hottel H. C. “Mixing and combustion of turbulent gas jets”. *Third Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*, pp. 266–288, 1949. **Aparece en: Cap.5**–[9].
- [46] Heywood J. B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1988. **Aparece en: Cap.2**–[5], **Cap.6**–[8].
- [47] Higgins B., Siebers D. y Aradi A. “Diesel-Spray Ignition and Premixed-Burn Behaviour”. *SAE Paper 2000-01-0940*, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[43], **Cap.6**–[7].
- [48] Higgins B. S., Mueller Ch. J. y Siebers D. “Measurements of fuel effects on liquid-phase penetration in DI sprays”. *SAE Paper 1999-01-0519*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[25].

- [49] Higgins B. S. y Siebers D. L. “Measurement of the Flame Lift-Off Location on DI Diesel Sprays Using OH Chemiluminescence”. *SAE Paper 2001-01-0918*, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[72], **Cap.3**–[24].
- [50] Hill B. J. “Measurement of local entrainment rate in initial region of axisymmetric turbulent air jets”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 773–779, 1972. **Aparece en: Cap.3**–[11], **Cap.4**–[18].
- [51] Hill Ph. G. y Ouellette P. “Transient turbulent gaseous fuel jets for Diesel engines”. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 121, pp. 93–101, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[23].
- [52] Hinze J. O. *Turbulence*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1975. **Aparece en: Cap.4**–[9].
- [53] Hodges J. T., Baritaud T. A. y Heinze T. A. “Planar liquid and gas fuel and droplet size visualization in a DI Diesel engine”. *Transactions of the SAE*, Vol. 100, pp. 1284–1302, 1991. SAE Paper 910726. **Aparece en: Cap.2**–[18].
- [54] Hottel H. C. y Broughton F. P. “Determination of true temperature and total radiation from luminous gas flames”. *Ind. and Eng. Chem.*, Vol. 4 n^o 2, pp. 166–175, 1932. **Aparece en: Cap.3**–[18].
- [55] Hurn R. K. y Hughes K. J. “Combustion Characteristics of Diesel Fuels as Measured in a Constant-Volume Bomb”. *Transactions of the SAE*, Vol. 6 n^o 1, pp. 22–35, 1952. **Aparece en: Cap.2**–[40].
- [56] Imanishi H., Yoshizaki T., Satoh T., Nishida K., Hiroyasu H., Yamashita H. y Kaneda K. “Three dimensional visualization for calculated distributions of Diesel spray and flame in the combustion chamber of a D.I. Diesel engine”. *SAE Paper 972867*, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[35].
- [57] Ito T., Kitamura T., Ueda M., Matsumoto T., Senda J. y Fujimoto H. “Effects of flame lift-off and flame temperature on soot formation in oxygenated fuel sprays”. *SAE Paper 2003-01-0073*, 2003. **Aparece en: Cap.3**–[27].
- [58] Juliá J. E. *Medida de concentraciones de combustible en chorros diesel mediante técnicas de fluorescencia inducida por Láser*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.1**–[6], **Cap.2**–[23], **Cap.6**–[4].

- [59] Kalghatgi G. T. “Lift-Off Heights and Visible Lengths of Vertical Turbulent Jet Diffusion Flames in Still Air”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 41, pp. 17–29, 1984. **Aparece en: Cap.2**–[66].
- [60] Kamimoto T., Yokota H. y Kobayashi H. “Effect of high pressure injection on soot formation processes in a rapid compression machine to simulate Diesel flames”. *Transactions of the SAE*, Vol. 96, pp. 4783–4791, 1987. **Aparece en: Cap.2**–[17].
- [61] Kojima S. “Detailed Modeling of n-Butane Autoignition Chemistry”. *Combust. Flame*, Vol. 99, pp. 87–136, 1994. **Aparece en: Cap.2**–[38].
- [62] Kosaka H., Drewes V.H., Catalfamo L., Aradi A.A., Iida N. y Kamimoto T. “Two-Dimensional Imaging of Formaldehyde Formed During the Ignition Process of a Diesel Fuel Spray”. *SAE Paper 2000-01-0236*, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[44].
- [63] Kosaka H., Nishigaki T., Kamimoto T., Sano T., Matsutani A. y Harada S. “Simultaneous 2-D Imaging of OH Radicals and Soot in a Diesel Flame by Laser Sheet Techniques”. *Transactions of the SAE*, Vol. 105 n° 3, pp. 1184–1195, 1996. SAE Paper 960834. **Aparece en: Cap.2**–[63].
- [64] Lapuerta M. *Un modelo de combustión fenomenológico para un motor Diesel de inyección directa rápido*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1988. **Aparece en: Cap.2**–[1].
- [65] Larsson A. “Optical Studies in a DI Diesel Engine”. *SAE Paper 1999-01-3650*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[68].
- [66] Levy N., Amara S., Champoussin J.-C. y Guerrassi N. “Non-Reactive Diesel Spray Computations Supported by PDA Measurements”. *SAE Paper 970049*, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[15].
- [67] Livengood J. C. y Wu P. C. “Correlation of Autoignition Phenomenon in Internal Combustion Engines and Rapid Compression Machines”. In *Proceedings of the Fifth International Symposium on Combustion*, pág. 347, 1955. **Aparece en: Cap.2**–[33].
- [68] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.1**–[4], **Cap.2**–[11], **Cap.3**–[2], **Cap.4**–[6], **Cap.5**–[2], **Cap.6**–[2].

- [69] Lyn W. T. “Study of Burning Rate and Nature of Combustion in Diesel Engines”. In *9th Symposium (International) on Combustion*, pp. 1069–1082, 1963. **Aparece en: Cap.2**–[48].
- [70] Macián V., Bermúdez V., Payri R. y Gimeno J. “New technique for the determination of the internal geometry of diesel nozzle with the use of the silicone methodology”. *Experimental Techniques*, Vol. 27, pp. 39–43, 2003. **Aparece en: Cap.6**–[13].
- [71] Magnussen B. F. y Hjertager B. H. “On mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion”. In *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, pp. 719–729, 1976. **Aparece en: Cap.3**–[10].
- [72] Malmström T. G., Kirkpatrick A. T., Christensen B. y Knappmiller K. D. “Centreline velocity decay measurements in low-velocity axisymmetric jets”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 246, pp. 363–377, 1997. **Aparece en: Cap.4**–[14].
- [73] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros diesel evaporativos en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[24], **Cap.3**–[12], **Cap.6**–[11].
- [74] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study on the time and space resolved measurements of flame temperatura in a D.I. Diesel engine by the two-color method”. *SAE Paper 790491*, 1979. **Aparece en: Cap.2**–[62], **Cap.3**–[15].
- [75] Matsui Y., Kamimoto T. y Matsuoka S. “A study on the application of the two-color method to the measurement of flame temperature and soot concentration in Diesel engines”. *SAE Paper 800970*, 1980. **Aparece en: Cap.3**–[16], **Cap.7**–[2].
- [76] Miyamoto N., Chikahisa T., Murayama T. y Sawyer R. “Description and Analysis of Diesel Engine Rate of Combustion and Performance Using Wiebe’s Functions”. *SAE Paper 850107*, 1985. **Aparece en: Cap.2**–[50], **Cap.6**–[20].
- [77] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*.

- Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en:** **Cap.1**–[8], **Cap.2**–[3], **Cap.3**–[6], **Cap.6**–[16].
- [78] Muñoz L. y Mungal M. G. “Effects of heat release and buoyancy on flow structure and entrainment in turbulent nonpremixed flames”. *Combust. Flame*, Vol. 126, pp. 1402–1420, 2001. **Aparece en:** **Cap.5**–[7].
- [79] Musculus M. P. “Effects of the in-cylinder environment on diffusion flame lift-off in a DI Diesel engine”. *SAE Paper 2003-01-0074*, 2003. **Aparece en:** **Cap.3**–[29], **Cap.7**–[5].
- [80] Musculus M. P., Dec J. E. y Tree D. R. “Effects of Fuel Parameters and Diffusion Flame Lift-Off on Soot Formation in a Heavy-Duty DI Diesel Engine”. *SAE Paper 2002-01-0889*, 2002. **Aparece en:** **Cap.2**–[74], **Cap.3**–[28].
- [81] Naber J. D. y Siebers D. L. “Effects of gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays”. *Transactions of the SAE*, Vol. 105 n^o 3, pp. 82–111, 1996. SAE Paper 960034. **Aparece en:** **Cap.6**–[3].
- [82] Palomares A. *Análisis de imágenes de chorros Diesel*. Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001. **Aparece en:** **Cap.1**–[5], **Cap.3**–[13].
- [83] Pastor J. V., Arrègle J. y Palomares A. “Diesel spray image segmentation with a likelihood ratio test”. *Applied Optics*, Vol. 40, pp. 1–10, 2001. **Aparece en:** **Cap.3**–[14].
- [84] Payri F., Armas O., Desantes R. y Leiva A. “Modelo termodinámico para el diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores Diesel de inyección directa (ID)”. *Proc. III Congreso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica. La Habana, Cuba*, 1997. **Aparece en:** **Cap.2**–[4].
- [85] Peters N. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, London, 2000. **Aparece en:** **Cap.2**–[65], **Cap.5**–[3], **Cap.7**–[1].
- [86] Petersen U. y MacGregor S.A. “Jet mixing in a model direct injection Diesel engine with swirl”. *Journal of Mechanical Engineering Science, IME C07394*, Vol. 210, pp. 69–78, 1996. **Aparece en:** **Cap.4**–[5].

- [87] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Soot in Direct Injection Diesel fuel jets: Effects of ambient temperature, ambient density and injection pressure”. *Combustion and Flame*, 2003. Aceptado para publicación. **Aparece en: Cap.7**–[8].
- [88] Pischinger F., Reuter U. y Scheid E. “Self ignition of Diesel sprays and its dependence on fuel properties and injection parameters”. *J. Eng. for Gas Turbine and Power*, Vol. 110, pp. 399–404, 1988. **Aparece en: Cap.2**–[30].
- [89] Plee S. L. y Ahmad T. “Relative Roles of Premixed and Diffusion Burning in Diesel Combustion”. *SAE Paper 831733*, 1983. **Aparece en: Cap.2**–[7].
- [90] Rajaratnam N. *Turbulent Jets*. Developments in water science. Elsevier, 1976. **Aparece en: Cap.4**–[12].
- [91] Reid R. C., Prausnitz J. M. y Poling B. E. *The properties of gases and liquids*. McGraw-Hill, Inc., fourth edition, 1998. **Aparece en: Cap.6**–[21].
- [92] Ricou F.P. y Spalding D.B. “Measurements of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets”. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 11, pp. 21–32, 1961. **Aparece en: Cap.4**–[20].
- [93] Rife J. y Heywood J.B. “Photographic and performance studies of Diesel combustion with a rapid compression machine”. *SAE Paper 740948*, 1974. **Aparece en: Cap.4**–[3].
- [94] Ruiz S. *Estudio Teórico-Experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.* Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.1**–[3], **Cap.2**–[10], **Cap.3**–[7].
- [95] Salvador F.J. *Estudio teórico -experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro.* Tesis Doctoral, Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[12], **Cap.6**–[12].
- [96] Schihl P., Atreya A. y Bryzik W. “Development of a Shear Layer Ignition Model for Application to Direct-Injection Diesel Engines”. *Combust. Flame*, Vol. 121, pp. 453–470, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[31].

- [97] Schlichting H. *Teoría de la Capa Límite*. Ediciones URMO, 1972. **Aparece en: Cap.4**–[8].
- [98] Scott W. M. “Looking in on Diesel Combustion”. *SAE Paper 690002*, 1969. **Aparece en: Cap.2**–[53].
- [99] Siebers D. “Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based on Mixing-Limited Vaporization”. *SAE Paper 980809*, 1998. **Aparece en: Cap.2**–[22].
- [100] Siebers D. “Liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[21], **Cap.6**–[14].
- [101] Siebers D. L. y Higgins B. S. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Sprays Under Quiescent Conditions”. *SAE Paper 2001-01-0530*, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[70], **Cap.3**–[25], **Cap.7**–[4].
- [102] Siebers D. L. y Higgins B. S. *Effects of Injector Conditions on the Flame Lift-Off Length of DI Diesel Sprays*, pp. 253–277. Thermo- and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines. Springer-Verlag, Heidelberg, Germany, 2002. **Aparece en: Cap.2**–[69].
- [103] Siebers D. L., Higgins B. S. y Pickett L. “Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Jets: Oxygen Concentration Effects”. *SAE Paper 2002-01-0890*, 2002. **Aparece en: Cap.2**–[71], **Cap.7**–[9].
- [104] Siebers D. L. y Pickett L. “Injection Pressure and Orifice Diameter Effects on Soot in DI Diesel Fuel Jets”. In *Proceedings of the Thiesel 2002 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, pp. 199–213, Valencia, Sep 2002. **Aparece en: Cap.2**–[75], **Cap.7**–[7].
- [105] Smallwood G. J. y Gülder Ö. L. “Views on the Structure of Transient Diesel Sprays”. *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 355–386, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[14].
- [106] Solbrig Ch. E. y Litzinger T. A. “The Effect of Intake Charge Temperature on Combustion and Emissions in an Optically Accessible DI Diesel Engine with and without Swirl”. *SAE Paper 902060*, 1990. **Aparece en: Cap.2**–[52].
- [107] Spalding D. B. *Combustion and Mass Transfer*. Pergamon Press, 1979. **Aparece en: Cap.4**–[11], **Cap.5**–[1].

- [108] T. Kamimoto, Kobayashi H. “Combustion Processes in Diesel Engines”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 17, pp. 163–189, 1991. **Aparece en: Cap.2–[27].**
- [109] Tacina K. M. y Dahm W. J. A. “Effects of heat release on turbulent shear flows. Part 1. A general equivalence principle for non-buoyant flows and its application to turbulent jet flames”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 415, pp. 23–44, 2000. **Aparece en: Cap.5–[6].**
- [110] Taylor C. F. *The Internal Combustion Engine in Theory and Practice*. The M.I.T. Press, 1994. **Aparece en: Cap.2–[6].**
- [111] Tennekes H. y Lumley J. L. *A first course in turbulence*. The MIT Press, 1983. **Aparece en: Cap.4–[10].**
- [112] Thring M.W. y Newby M.P. “Combustion length of enclosed turbulent jet flames”. *4th Symposium International on Combustion*, pp. 789–796, 1952. **Aparece en: Cap.4–[22].**
- [113] Tomita E., Hamamoto Y., Yoshiyama S., Tsutsumi H. y Watanabe T. “Ambient air entrainment into transient hydrogen jet and its flame jet”. *SAE Paper 970894*, 1997. **Aparece en: Cap.4–[15].**
- [114] Turns S. R. *An Introduction to Combustion*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill, Inc., 1996. **Aparece en: Cap.4–[21], Cap.5–[4].**
- [115] Vattulainen J., Nummela V., Hernberg R. y Kytölä J. “A system for quantitative imaging diagnostics and its application to pyrometric in-cylinder flame-temperature measurements in large Diesel engines”. *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 11, pp. 103–119, 2000. **Aparece en: Cap.3–[22].**
- [116] Versteeg H. K. y Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method*. Prentice Hall, 1995. **Aparece en: Cap.3–[9].**
- [117] Wakil M. M. El, Myers P. S. y Uyehara O. A. “Fuel vaporization and ignition lag in Diesel combustion”. *Transactions of the SAE*, Vol. 64, pp. 712–729, 1956. **Aparece en: Cap.6–[6].**
- [118] Watson N., Pillely A. D. y Marzouk M. “A combustion correlation for Diesel engine simulation”. *SAE Paper 800029*, 1980. **Aparece en: Cap.2–[51].**

-
- [119] Whitehouse N. D. y Way R. J. B. “A Simple Method for the Calculation of Heat Release Rates in Diesel Engines Based on the Fuel Injection Rate”. *SAE Paper 710134*, 1971. **Aparece en: Cap.2**–[56].
- [120] Winklhofer E. “An Experimental Database for Diesel Spray Combustion”. In *26th International Symposium on Combustion*, Nápoles, Italia, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[67].
- [121] Yan J. y Borman G. L. “Analysis and in-cylinder measurement of particulate radiant emissions and temperature in a Direct Injection Diesel engine”. *SAE Paper 881315*, 1988. **Aparece en: Cap.3**–[20], **Cap.7**–[3].
- [122] Yeh C.Ñ., Kamimoto T., Kobori S. y Kosaka H. “2-D imaging of fuel vapor concentration in a Diesel spray via Exciplex-based fluorescence technique”. *SAE Paper 932652*, 1993. **Aparece en: Cap.2**–[26].
- [123] Zhao H. y Ladommatos N. “Optical diagnostics for soot and temperature measurement in Diesel engines”. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 24, pp. 221–255, 1998. **Aparece en: Cap.3**–[17].
- [124] Zhao H. y Ladommatos N. *Engine combustion instrumentation and diagnostics*. Society of Automotive Engineers, 2001. **Aparece en: Cap.3**–[19].