



Universidad de Valladolid



ESCUELA DE INGENIERÍAS
INDUSTRIALES

Máster en Ingeniería Industrial

MÁSTER EN INGENIERÍA INDUSTRIAL
ESCUELA DE INGENIERÍAS INDUSTRIALES
UNIVERSIDAD DE VALLADOLID

TRABAJO FIN DE MÁSTER

**ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DEL ORIGEN Y LA
NATURALEZA DE LAS INESTABILIDADES
GENERADAS EN PROCESOS DE COMBUSTIÓN DE
MEZCLAS HIDRÓGENO/METANO**

Autora: D. ^a Rosaura Sastre Zamora
Tutora: Dra. Miriam Reyes Serrano

Valladolid, septiembre, 2021



Universidad de Valladolid



ESCUELA DE INGENIERÍAS
INDUSTRIALES

Máster en Ingeniería Industrial

MÁSTER EN INGENIERÍA INDUSTRIAL
ESCUELA DE INGENIERÍAS INDUSTRIALES
UNIVERSIDAD DE VALLADOLID

TRABAJO FIN DE MÁSTER

**ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DEL ORIGEN Y LA
NATURALEZA DE LAS INESTABILIDADES
GENERADAS EN PROCESOS DE COMBUSTIÓN DE
MEZCLAS HIDRÓGENO/METANO**

Autora: D. ^a Rosaura Sastre Zamora
Tutora: Dra. Miriam Reyes Serrano

Valladolid, septiembre, 2021

RESUMEN

El estudio de la estabilidad de los procesos de combustión es de capital importancia para garantizar su seguridad y control, ya que una combustión con excesivas inestabilidades en su frente de llama puede modificar su actuación y provocar explosiones no deseadas.

En el presente Trabajo de Fin de Máster se realiza un análisis del origen y la naturaleza de las inestabilidades intrínsecas a procesos de combustión de mezclas con diferentes porcentajes de hidrógeno o metano. Dichos experimentos, con geometría esférica del frente de llama, han sido ejecutados en una bomba de combustión a volumen constante (BCVC), la cual permite la filmación del proceso mediante fotografía Schlieren.

Para la realización de este estudio, se plantea primeramente una revisión bibliográfica de los conceptos y parámetros usados en las investigaciones actuales sobre inestabilidades en llamas esféricas, así como su explicación física y las relaciones existentes entre ellos.

Además, se plantea una metodología que busca determinar la influencia de la proporción de los combustibles en el origen y el desarrollo de las inestabilidades en el frente de llama. Asimismo, se estudia por separado el comportamiento de los efectos hidrodinámico y termo-difusivo, propios de un proceso de combustión, y sus contribuciones a la tasa de crecimiento de las inestabilidades del frente de llama, lo que permite determinar la naturaleza de la combustión. Por último, en la metodología se realiza un estudio cualitativo del fenómeno de celularidad (cuando las inestabilidades se desarrollan completamente en todo el frente de llama) y se buscan parámetros que influyan en la aparición de este fenómeno.

Palabras clave: combustión, inestabilidades, efecto termo-difusivo, efecto hidrodinámico, frente de llama, península de inestabilidad, celularidad, tasa de crecimiento de inestabilidades, número de Peclet, número de Lewis, fotografía Schlieren.

ABSTRACT

The stability study in combustion processes has a great importance to assure their security and control, since a combustion with an excessive development of instabilities could modify its morphology and its performance and, therefore, provoke unwanted explosions.

In the present work an analysis of the origin and nature of intrinsic instabilities in combustion processes with different hydrogen or methane mixtures is developed. These spherical flame front experiments have been executed in a constant volume combustion bomb (CVCB), which allows recording the process through Schlieren photography method.

To carry out this mentioned study, a bibliographic review of the concepts and parameters used in spherical flame front instabilities research is first proposed, as well as a physical explanation of each concept and the relations among them.

Additionally, a methodology that aims to determine the influence of the fuel mixtures in the origin and development of the flame front instabilities is suggested. Moreover, the intrinsic effects of the combustion process, such as the thermal-diffusive and the hydrodynamic effect, are separately studied, including their individual contributions to the growth rate of instabilities which allows to determine combustion nature. Finally, this methodology includes a qualitative study of the cellularity phenomenon (when the instabilities develop all over the flame front) and parameters with influence in this phenomenon are searched.

Key words: combustion, instabilities, thermal-diffusive effect, hydrodynamic effect, flame front, peninsula of instability, cellularity, growth rate of instabilities, Peclet number, Lewis number, Schlieren photography.

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer, en primer lugar, a mi tutora la Dra. Miriam Reyes Serrano la constante dedicación y apoyo que me ha brindado, así como su inestimable ayuda en las correcciones y explicaciones requeridas durante la elaboración de este trabajo. También me gustaría dar las gracias al Dr. Andrés Melgar Bachiller, tanto por el interés mostrado en todo momento por el avance del trabajo, como por las sugerencias y aportaciones propuestas para la mejora del mismo. Así mismo muestro mi agradecimiento al Grupo de Investigación Reconocido MYER, de la Universidad de Valladolid, por la oportunidad brindada de realizar la Tesis Doctoral con ellos.

Quiero destacar la ayuda que he recibido de mi compañero de laboratorio, también doctorando de esta Universidad, Pedro Gabana Molina, el cual ha puesto a mi servicio sus conocimientos de programación para la resolución de los problemas surgidos en este campo.

Por último, creo importante recalcar todo el apoyo que he recibido de mis padres, hermanos y familiares, así como de mis amigos, los cuales han mostrado un gran interés durante el desarrollo de este trabajo. Gracias a todos, sin vuestra ayuda, no me habría sido posible llevarlo a término.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS	3
1.1. Motivación y antecedentes	3
1.2. Objetivos	4
1.3. Estructura del Trabajo de Fin de Máster	4
2. ESTADO DEL ARTE	9
2.1. Combustión en MCI A	9
2.2. Formas de caracterizar la combustión	10
2.2.1. Técnicas ópticas	10
2.2.2. Técnicas de modelado. Modelo de diagnóstico termodinámico de dos zonas	16
2.3. Estructura de la llama. Velocidades del proceso de combustión	17
2.3.1. Llama plana laminar. Estructura y velocidades del proceso de combustión de una llama plana	17
2.3.2. Llama esférica. Velocidades del proceso de combustión de una llama esférica	19
2.3.3. Llamas reales. Influencia de las inestabilidades en las velocidades del proceso de combustión	20
2.4. Inestabilidades de una llama	20
2.4.1. Tipos de inestabilidades y su origen	21
2.4.2. Inestabilidades en llamas esféricas	25
3. INSTALACIÓN EXPERIMENTAL Y METODOLOGÍA ANALÍTICA	37
3.1. Instalación experimental	37
3.2. Metodología analítica	38
3.2.1. Límites de estabilidad de las llamas según la longitud de onda de las inestabilidades (λ)	39
3.2.2. Naturaleza estable o inestable de la combustión	39
3.2.3. La tasa de crecimiento de las inestabilidades (Σ) y las contribuciones de los diferentes efectos (hidrodinámico y termo-difusivo)	40
3.2.4. Celularidad	40
4. RESULTADOS	43
4.1. Límites de estabilidad de las llamas según la longitud de onda de las inestabilidades (λ)	43
4.2. Naturaleza estable o inestable de la combustión	44
4.3. Tasas de crecimiento de las inestabilidades (Σ) y contribuciones de los efectos	47
4.3.1. Tasa de crecimiento de inestabilidades del experimento 3 (50% H ₂)	47
4.3.2. Contribuciones de los efectos hidrodinámico y termo-difusivo a la tasa de crecimiento de inestabilidades (experimento 3)	50
4.4. Celularidad	56
5. CONCLUSIONES	61
5.1. Conclusiones generales	61
5.2. Conclusiones específicas	61
5.3. Trabajos futuros	62
6. BIBLIOGRAFÍA	65

NOMENCLATURA BÁSICA

Símbolos latinos

A	Área transversal de un tubo de corriente
a	Amplitud de una inestabilidad relativa al radio del frente de llama
a	Coficiente dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
A_f o A	Área del frente de llama
b	Coficiente dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
c	Coficiente dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
D	Difusividad másica
E_a	Energía de activación de una reacción
e	Electrón
F	Dosado de la mezcla
Fr	Dosado relativo de la mezcla
g	Aceleración de la gravedad (9.8 m/s^2)
h	Entalpía específica
K	Tasa de <i>stretch</i> de una llama esférica
K_s	Contribución del estiramiento (<i>strain</i>) de la llama a la tasa de <i>stretch</i>
m	Masa
p	Presión
Q	Calor
Q_1	Coficiente referido a la conducción térmica dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
Q_2	Coficiente referido a la difusión molecular dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
Q_3	Coficiente referido al efecto de la viscosidad dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
R	Constante de gases ideales (8.3145 J/molK)
R	Radical químico
R	Radio relativo del frente de llama esférico
R_f o r	Radio del frente de llama esférico
S_L o S_L^k	Velocidad de combustión laminar de una llama plana real

S_n	Velocidad de avance del frente de llama
T	Temperatura
U	Energía interna
u	Velocidad de un flujo
W	Trabajo
y	Concentración de una especie química

Símbolos griegos

α	Difusividad térmica
β	Número de Zeldovich
γ_1	Coefficiente cuyo valor depende del de la conductividad térmica, $\lambda(x)$, asociado con Q_1
γ_2	Coefficiente cuyo valor depende del de la conductividad térmica, $\lambda(x)$, asociado con Q_2
γ_3	Coefficiente cuyo valor depende del de la conductividad térmica, $\lambda(x)$, asociado con Q_3
Δ	Parámetro dependiente de los coeficientes a, b y c
δ_l	Espesor del frente de llama
λ	Longitud de onda
ν	Viscosidad cinemática
ν	Frecuencia
ρ	Densidad
Σ	Tasa de crecimiento de las inestabilidades en el frente de llama
σ	Coefficiente de expansión térmica
τ	Tiempo de crecimiento de una inestabilidad
Φ	Coefficiente entre el volumen del reactivo en exceso y el del reactivo en defecto
Ω	Coefficiente dependiente de la expansión térmica, σ , y del número de onda adimensional, n
ω	Contribución del efecto hidrodinámico a la tasa de crecimiento de las inestabilidades, Σ

Subíndices

0 o i	Instante inicial del proceso de combustión
c o cr	Referido al instante crítico en el que $\Sigma=0$
cl	Referido al instante crítico en el que el frente de llama se vuelve celular

D o def	Reactivo en defecto
E o exc	Reactivo en exceso
máx	Valor máximo del parámetro
mín	Valor mínimo del parámetro
n	Componente normal de la velocidad
q	Zona de quemados
sq	Zona de no quemados o reactivos
t	Componente tangencial de la velocidad

Superíndices

*	Electrón, molécula o radical excitado
0	Referido a la llama plana ideal (unidimensional)
κ	Variable está evaluada con una tasa de <i>stretch</i>

Números adimensionales

Le	Número de Lewis
Le _{eff}	Número de Lewis efectivo
Le _{eff} [*]	Número de Lewis crítico
Ma	Número de Markstein
n	Número de onda adimensional
Pe	Número de Peclet
Ze o β	Número de Zeldovich

Otros símbolos con caracteres especiales

A	Medida de la solidez de una mezcla de combustibles, en el Le _{eff}
<i>h</i>	Constante de Planck ($4.136 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$)
\mathcal{L}	Longitud de Markstein
\mathcal{L}_s	Longitud de Markstein referida al <i>strain</i>
\mathcal{L}_c	Longitud de Markstein referida a la curvatura
$\tilde{\lambda}(x)$	Conductividad térmica
<i>v</i>	Volumen específico
<i>w</i>	Tasa de reacción

Siglas

BCVC	Bomba de Combustión a Volumen Constante
MCIA	Motor de Combustión Interna Alternativo
MEP	Motor de Encendido Provocado
MEC	Motor de Encendido por Compresión
LIF	Laser Induced Fluorescence (floreescencia inducida por láser)
PLIF	Planar Laser Induced fluorescente (fluorescencia plana inducida por láser)
MYER	Grupo de Investigación Reconocido de Motores Térmicos y Energías Renovables

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS

1. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS

1.1. Motivación y antecedentes

En la actualidad existe un problema energético a nivel mundial basado, por un lado, en una dependencia prácticamente exclusiva de los combustibles fósiles derivados del petróleo, y, por otro lado, en el efecto que tiene su uso en el medio ambiente debido a las emisiones generadas en su proceso de combustión. Se estima que el sector del transporte es responsable de casi el 30% de las emisiones totales de CO_2 en la Unión Europea (UE), siendo este gas el principal causante del efecto invernadero. Una posible solución es la sustitución de estos combustibles productores de CO_2 por otros de bajo o nulo contenido en carbono como son el hidrógeno (H_2) o el amoníaco (NH_3), siendo más sostenibles desde el punto de vista medioambiental. Dado que esta sustitución no se podría llevar a cabo directamente porque requiere de una adaptación de los motores, así como de los sistemas de distribución, existe una propuesta intermedia denominada combustión dual, que mezcla los combustibles más contaminantes (como Diésel) con otros más sostenibles (hidrógeno, amoníaco, etc.), para que progresivamente se puedan ir sustituyendo los primeros por los segundos.

Previamente a la introducción de cualquier mezcla de combustibles en un motor convencional, se debe estudiar su comportamiento aislándola de otros factores externos que puedan afectar a la actuación de la combustión, como es la turbulencia que se da en un motor debido al movimiento de los pistones. Las bombas de combustión a volumen constante (BCVC) permiten el análisis de mezclas en régimen laminar, facilitando así el estudio de su naturaleza. El planteamiento anterior se encuentra en la base de este Trabajo de Fin de Máster, en el cual se estudian combustiones laminares de llamas esféricas de mezclas de H_2/CH_4 /aire con diferentes porcentajes de metano (CH_4) e hidrógeno (H_2) realizadas en una BCVC de geometría cilíndrica.

Un aspecto fundamental en la caracterización de combustibles es el estudio de su estabilidad, el cual consiste en el análisis del desarrollo de las inestabilidades inherentes a todo proceso de combustión: origen, naturaleza (termo-difusiva o hidrodinámica, principalmente), crecimiento, etc. Estas pueden llegar a alterar la morfología de la llama (ver Figura 1.1) y afectar a la velocidad de esta. El estudio de estabilidad es de gran importancia para garantizar una combustión segura, ya que un combustible que desarrolle inestabilidades en exceso puede llegar a provocar explosiones incontroladas durante su actuación, especialmente en la cámara de combustión de un motor de combustión interna (MCIA). Es sobre este aspecto fundamental de la combustión laminar sobre el que versa este trabajo.

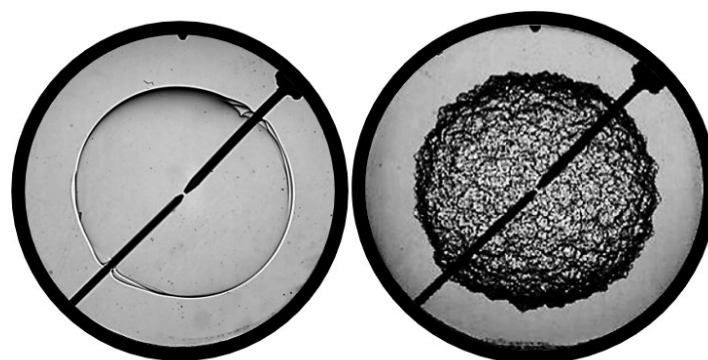


Figura 1.1. Llama de morfología esférica sin desarrollo visible de inestabilidades (izquierda), llama de morfología esférica con desarrollo visible de inestabilidades, llama celular (derecha).

El presente Trabajo Fin de Máster se desarrolla en el Grupo de Investigación Reconocido Motores Térmicos y Energías Renovables (MYER) de la Universidad de Valladolid. Este grupo de investigación tiene una amplia experiencia en la caracterización de los procesos de combustión tanto en motores como en bombas de combustión a volumen constante. Durante los últimos años se han estudiado diferentes combustibles alternativos, como metano, hidrógeno, gas de síntesis, gas pobre, etc. Una de las instalaciones de las bombas de combustión utilizadas por el grupo MYER tiene accesos ópticos que permiten la observación del desarrollo del frente de llama durante los procesos de combustión con una cámara de alta velocidad. En estas imágenes se observan morfologías como las mostradas en la Figura 1.1, que dependen de las inestabilidades generadas.

1.2. Objetivos

El objetivo principal del presente Trabajo Fin de Máster consiste en analizar y estudiar la influencia del hidrógeno en el origen, desarrollo y naturaleza de las inestabilidades que se producen en un proceso de combustión.

Para conseguir dicho objetivo, se indican a continuación los objetivos secundarios que se persiguen en la elaboración de este trabajo:

- Revisión del estado del arte del análisis de inestabilidades en llamas esféricas: parámetros y conceptos usados en las investigaciones más importantes, así como en investigaciones recientes.
- Explicación del sentido físico de estos parámetros y conceptos propios del estudio de estabilidad y las posibles relaciones entre ellos.
- Estudio del origen y la naturaleza de las inestabilidades desarrolladas en combustiones de H_2/CH_4 /aire con diferentes proporciones de H_2/CH_4 .
- Análisis de la influencia del hidrógeno en la naturaleza y desarrollo de estas inestabilidades.
- Estudio de los parámetros de mayor influencia en la aparición de un frente de llama celular (cuando el desarrollo de las inestabilidades se hace visible y modifica la morfología de la llama, ver Figura 1.1)

1.3. Estructura del Trabajo de Fin de Máster

El presente Trabajo de Fin de Máster está estructurado en tres partes, la primera de ellas se corresponde con el Capítulo 2, que tiene como objetivo contextualizar la investigación realizada mediante la recopilación de ciertas nociones básicas, conceptos, teorías e investigaciones más avanzadas y actuales relativas a las inestabilidades de los procesos de combustión, necesarias para el seguimiento y comprensión de los resultados obtenidos. Este Capítulo 2 no solo se limita a una recopilación bibliográfica, sino que pretende explicar el sentido físico de los parámetros mencionados por medio de diagramas (muchos de ellos de elaboración propia) o a través de la búsqueda de relaciones con otros parámetros, algunas de las cuales no se encuentran explícitamente en la literatura estudiada.

La segunda parte, se encuentra contenida en el Capítulo 3, en el cual se describe la instalación experimental donde fueron realizados previamente los ensayos que se analizan en el presente trabajo. En este capítulo también se encuentra descrita la metodología analítica

seguida para el estudio de los experimentos, en la que se describen los parámetros físicos de interés y su significado en el ámbito concreto de esta investigación. Es importante destacar que los experimentos analizados no han sido realizados durante el desarrollo de este TFM, sino que directamente se ha partido de los datos experimentales extraídos de estos.

Los Capítulos 4 y 5 engloban la tercera parte de esta investigación, correspondiente a los resultados y conclusiones extraídos de la misma. En el Capítulo 4 se desarrolla la metodología analítica expuesta previamente y se muestran los resultados concretos obtenidos del análisis de las combustiones seleccionadas, proporcionando a su vez explicaciones físicas y paramétricas que justifiquen dichos resultados. El Capítulo 5 recopila las conclusiones obtenidas a lo largo del desarrollo de este trabajo, así como los trabajos futuros que se podrían realizar a partir de la línea marcada por en este TFM. Finalmente, en el Capítulo 6, se muestra una lista bibliográfica con todos los títulos consultados para la elaboración del presente documento que sigue el orden de aparición de las citas en el texto.

CAPÍTULO 2

ESTADO DEL ARTE

2. ESTADO DEL ARTE

2.1. Combustión en MCI

La combustión se define como una reacción química exotérmica que se produce cuando una sustancia, debido a su contacto con oxígeno y bajo ciertas condiciones de presión y temperatura, se oxida liberando una gran cantidad de energía. A estas sustancias se las denomina combustibles, y pueden encontrarse en cualquier estado de agregación: sólido, líquido o gaseoso [1],[2].

El interés que suscita el proceso de combustión reside en el uso que se le puede dar a esa energía liberada: producción de calor, electricidad, trabajo o ruido, así como síntesis de compuestos [1]. El contexto de este trabajo es la combustión originada en los motores de combustión interna alternativos (MCI), cuyo objetivo principal es la producción de energía mecánica a partir de la energía química contenida en el combustible [3]. Teniendo en cuenta la clase de combustión que se desarrolla en el interior del motor, estos se pueden clasificar en dos grandes tipos: motores de encendido provocado (MEP) y motores de encendido por compresión (MEC) [1], cuyos funcionamientos se explican a continuación.

La combustión que se desarrolla en los MEP se inicia mediante un aporte de energía externo al ciclo termodinámico, el necesario para inflamar un volumen mínimo que cause el avance de la combustión espontáneamente en la cámara. Se produce así una discontinuidad espacial debida al frente de llama (donde se dan las reacciones de oxidación) entre la zona de productos quemados y la de gases frescos o sin quemar. Esta energía necesaria para su encendido proviene de la chispa provocada entre los electrodos de una bujía, cuyo instante de actuación es fundamental para la eficiencia del proceso [1], [2]. En estos motores generalmente la mezcla de aire y combustible se realiza en la admisión, antes de ser introducida dentro de la cámara de combustión (cilindro), buscando su homogeneidad (motores de mezcla homogénea o combustión premezclada) [2]. Sin embargo, existe otra clase de MEP en la que el combustible es inyectado tras la entrada del aire en el cilindro, durante el proceso de compresión (motores de inyección directa o mezcla estratificada). De esta forma, se consigue reducir la posible aparición de *knock* o picado de biela (cuando la mezcla se autoinflama de manera no deseada) que limitaría la actuación del motor [3].

En los MEC la combustión no es iniciada por ningún agente exterior, sino que se buscan en el propio ciclo termodinámico las condiciones de presión y temperatura necesarias para que se produzca el autoencendido de la mezcla, siendo esta la etapa inicial de este tipo de combustiones. Tras esta primera fase, se desarrollan nuevos núcleos de autoencendido, así como combustiones premezcladas debidas al avance de los diferentes frentes de llama, pudiendo ser ambos procesos simultáneos. Como etapa final, se produce la combustión por difusión característica de este motor [1], [2]. Por su naturaleza, en esta combustión aparecen discontinuidades tanto temporales (por los procesos de autoencendido) como espaciales (por las combustiones locales premezcladas) [1]. Para controlar el autoencendido inicial de la mezcla, primeramente se introduce en la admisión el aire sin combustible, se comprime y, cuando se han alcanzado las condiciones idóneas para el autoencendido (al final de la carrera de compresión), se inyecta el combustible en la cámara; tras un tiempo de retraso, comienza el proceso de oxidación de la mezcla [2]. Los motores de encendido por compresión tienen mayores relaciones de compresión que los de encendido provocado, ya que en los primeros es necesario alcanzar condiciones termodinámicas más extremas para que se dé el proceso inicial de autoinflamación.

La combustión de estudio de este trabajo es similar a la premezclada que se da en los MEP, pero desarrollada en una cámara de combustión de volumen constante, con accesos ópticos y sin turbulencia.

2.2. Formas de caracterizar la combustión

Existen diversas formas de caracterizar un proceso de combustión dependiendo del método y los recursos utilizados, pero todas ellas tienen como objeto determinar los parámetros más significativos que definen cómo se está desarrollando una combustión: condiciones termodinámicas, velocidades de combustión, inestabilidades, etc. A continuación, se detallan las características de las diferentes técnicas de caracterización, diferenciándolas en dos grandes grupos: técnicas ópticas (shadowgraph, Schlieren, LIF, PLIF y quimioluminiscencia) y técnicas de modelado (predictivo y de diagnóstico).

2.2.1. Técnicas ópticas

2.2.1.1. Técnicas ópticas convencionales

Las técnicas ópticas convencionales buscan definir el proceso de combustión mediante la morfología, posición y propagación del frente de llama a lo largo del tiempo. Para lograr este objetivo existen tecnologías que miden la radiación electromagnética emitida durante la combustión o el cambio sufrido en la distribución y refracción de un haz de luz que atraviesa la cámara durante la oxidación del combustible. A continuación, se resume el principio de funcionamiento de cada una de estas tecnologías.

La primera de ellas se refiere a la detección de un tipo de radiación electromagnética, diferente de la generada por las emisiones térmicas, emitida por moléculas excitadas electrónicamente durante el proceso de combustión al volver a su estado de energía fundamental. A esta radiación se la denomina quimioluminiscencia [4] y se explicará más detalladamente en el apartado 2.2.1.4.

En segundo lugar, se tienen aquellas técnicas ópticas basadas en la desviación que sufre la luz en un medio heterogéneo. Estas técnicas utilizan métodos de grabación, proyección y fotografía para caracterizar la propagación de la llama, su morfología y las inhomogeneidades producidas en el medio [5]. Entre estas tecnologías destaca la de shadowgraph, que emplea un haz de luz que atraviesa directamente el campo de estudio y se proyecta en una superficie. La imagen resultante es la sombra del medio de interés, en la que se observa el cambio en la dirección de los rayos de luz al atravesar dicho espacio. Esta desviación de los rayos ocurre por una variación en la densidad del medio (como es la que se produce en una combustión, donde los productos quemados tienen menor densidad que la mezcla sin quemar) que conlleva un cambio en el índice de refracción del espacio de interés [6].

En la Figura 2.1 se observan las imágenes shadowgraph captadas en la superficie de proyección cuando el haz atraviesa un medio uniforme (a) y cuando se trata de un medio cuya densidad no es homogénea debido a una combustión (b), ejemplificando lo explicado anteriormente.

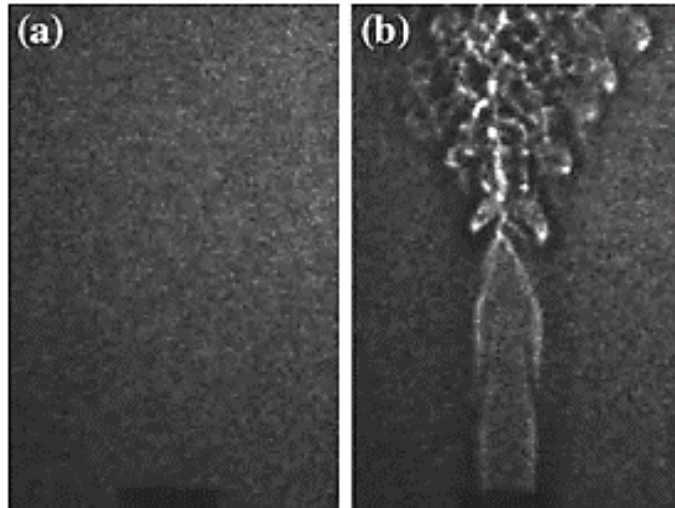


Figura 2.1. Ejemplo de la técnica de shadowgraph. a) Imagen inicial de un medio homogéneo con índice de refracción uniforme (antes de la combustión). b) fotografía de la sombra producida por el cambio de densidad debido al inicio de la combustión. Imagen obtenida de [6].

La técnica de shadowgraph destaca por su sencillez, ya que simplemente recoge la sombra resultante del sistema, sin necesidad de un tratamiento óptico del haz de luz ni de la imagen; esto hace que la instalación requerida para su aplicación sea mínima. Como desventaja, se tiene la falta de nitidez y de sensibilidad, lo cual no la hace apta para análisis muy detallados de un frente de llama [7].

Siguiendo la línea marcada por el procedimiento de shadowgraph, se encuentra la técnica de Schlieren, que actualmente es el método de captación óptica de combustión más extendido. Dado que es la técnica óptica principal de caracterización de las combustiones analizadas en este trabajo, se explicará más detalladamente en el apartado 2.2.1.3.

2.2.1.2. Técnicas ópticas avanzadas

Las técnicas ópticas avanzadas se refieren a la técnica de fluorescencia inducida por láser (LIF) y a su aplicación en un campo bidimensional: fluorescencia plana inducida por láser (PLIF) [5]. Estas técnicas son usadas para la detección de especies moleculares o atómicas en fase gaseosa. El principio de funcionamiento de esta técnica es el siguiente: mediante un láser, se proyecta un haz de luz hacia las partículas que se desea estudiar (en este contexto, los reactivos y productos de una combustión) y la molécula o el átomo absorbe uno o varios fotones procedentes del haz; la energía del fotón lleva a uno de los electrones de la partícula desde su estado de energía fundamental a un estado excitado (de mayor energía). Posteriormente, el electrón vuelve a su estado fundamental de energía emitiendo un fotón, a distinta frecuencia que el absorbido en primer lugar [8], creando lo que se denomina fluorescencia [6].

Tal y como se puede observar, el principio de funcionamiento de esta técnica es muy similar al de la quimioluminiscencia introducido anteriormente; la principal diferencia entre ambos es que la quimioluminiscencia es un proceso pasivo: no se necesita una fuente externa que excite las moléculas, sino que es el propio proceso de combustión el que aporta la energía (más detalladamente explicado en el apartado 2.2.1.4). En cambio, en las técnicas de LIF y PLIF es necesario un láser que suministre la energía fotónica necesaria, por lo que se podría decir que es un proceso de detección activo.

Para aplicar estas técnicas, además del láser ya mencionado, es necesario un conjunto de lentes colimadoras del haz que dirijan al rayo al sistema de estudio y un detector que reciba y trate debidamente la fluorescencia para obtener información de interés, como las concentraciones de las distintas especies, su temperatura, etc.

2.2.1.3. Técnica Schlieren

Sobre la base de la fotografía shadowgraph, tal y como se ha indicado anteriormente, se encuentra la técnica Schlieren, la cual mejora a su predecesora añadiendo un tratamiento óptico y nitidez a la imagen (eliminando la luz de fondo detectada) sin penalizar en exceso la sencillez de la instalación que requería el método anterior [5], [7]; por esta razón, es una de las técnicas de diagnóstico óptico más empleadas.

El precursor de lo que actualmente se conoce como “fotografía Schlieren” fue Toepler, el cual, en 1864, desarrolló un sistema de captación fotográfica de inhomogeneidades en medios transparentes usando una fuente luminosa, una lente y una cámara que, gracias al filo incorporado, captaba únicamente los rayos desviados por el cambio de densidad en el medio, eliminando así la radiación de fondo [4]. Un esquema del planteamiento de Toepler se muestra en la Figura 2.2. Actualmente esta configuración permanece prácticamente invariable, sustituyendo la lente de Toepler por un par de espejos cóncavos e incorporando un obturador que hace la función de filo.

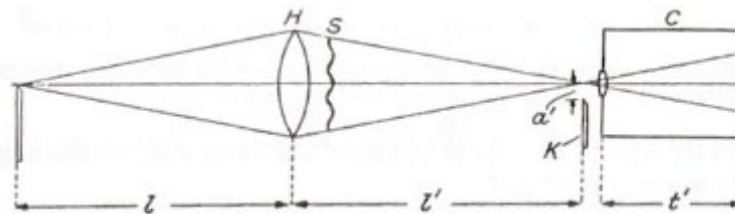


Figura 2.2. Disposición de la instalación Schlieren de Toepler. H: lente, S: espacio de estudio, K: filo, C: cámara [4]

2.2.1.3.1. Funciones de la técnica Schlieren en el estudio de llamas

El método Schlieren es ampliamente empleado para el estudio de las llamas en un proceso de combustión ya que permite su filmación con gran nitidez. Gracias al uso de esta técnica es posible captar la morfología, inestabilidades y celularidad del frente de llama, así como su velocidad de avance y, por tanto, caracterizar el combustible empleado; la medición de estos parámetros sería muy difícil, o incluso imposible, con técnicas en las que no se pudiera visualizar la combustión. En los siguientes apartados se explica más concretamente el empleo de esta tecnología para conseguir los objetivos mencionados.

a. Medición de la velocidad de avance del frente de llama

La técnica Schlieren es comúnmente utilizada para el cálculo de la velocidad del avance del frente de llama. Debido a la importancia de este parámetro para la caracterización de una combustión, se hablará más detalladamente de él y de su relación con otro tipo de velocidades que pueden definir el proceso en el apartado 2.3. Existen numerosos estudios que emplean la fotografía Schlieren aplicada a la investigación de un frente de llama cuando su morfología se asemeja a una esfera [9],[10],[11],[12]; para estos casos, la velocidad del avance del frente se define de la siguiente manera:

$$S_n = \frac{dR_f}{dt} \quad (2.1)$$

Donde:

- S_n : velocidad de avance del frente de llama, medida en [m/s].
- R_f : radio del frente de llama (de forma esférica), medido en [m].

Para determinar S_n mediante fotografía Schlieren se mide la diferencia de radios de dos imágenes consecutivas entre las que ha transcurrido un determinado intervalo de tiempo conocido y se aproxima la derivada temporal al cociente de las diferencias, $\frac{\Delta R_f}{\Delta t}$.

b. Análisis de la morfología de llama

Un campo de interés en el estudio de llamas es la determinación de la influencia de diferentes parámetros en su morfología. G. Gu et al. [13] realizaron una investigación donde se estudia la morfología de la llama de una combustión desarrollada en células de Helen-Saw (dispositivo que consta de dos platos paralelos, con un espacio de separación muy pequeño, cuyo objetivo principal es el estudio de flujos bidimensionales) con grabación de imágenes Schlieren.

En este estudio, se determina la influencia del dosado y de la separación de las placas en el desarrollo de la llama; las variaciones de su morfología con la modificación de estos dos parámetros se pueden apreciar gracias a la técnica de fotografía empleada.

Otros estudios no limitan el uso de esta técnica al estudio de la morfología general de la llama, sino que la aplican para la caracterización de la forma de un chorro de combustible, orientada a la inyección en los motores de encendido por compresión (MEC) o de inyección directa (ver [14], [15]).

c. Estudio de las Inestabilidades y la celularidad

En llamas planas o esféricas, el estudio de la morfología del frente se enfoca sobre todo al análisis de las inestabilidades que aparecen en él durante una combustión y cuya consecuencia es el arrugamiento del frente (que idealmente sería liso). Un ejemplo de esta aplicación se muestra en la investigación realizada en 1994 por D. Bradley y C. Harper [9], donde se estudiaron las imágenes Schlieren de varias explosiones realizadas en una cámara de combustión para determinar, entre otras cosas, la velocidad de propagación de las grietas o discontinuidades generadas en el frente de llama. Estas grietas, según el estudio, suponen el punto de partida de la propagación de inestabilidades a lo largo de toda el área de la llama.

Existen estudios que, siguiendo la línea de D. Bradley y C. Harper, tratan de caracterizar la influencia de diferentes parámetros en la aparición de estas inestabilidades en el frente de llama. Un ejemplo de estos estudios es el de F. Tinaut et al.[11] que busca establecer una relación entre las condiciones termodinámicas iniciales de la combustión (presión y temperatura) y la aparición de un frente celular (no liso) así como la densidad superficial de estas células. Otro ejemplo lo encontramos en la investigación de M. Reyes et al. [10] que pretende relacionar el porcentaje de hidrógeno y el dosado de la mezcla con la aparición de celularidad en el frente esférico de una llama; algunas de sus imágenes se pueden ver en la Figura 2.3, donde la combustión con mayor celularidad se produce con un porcentaje de hidrógeno del 50% y un dosado de 0.9. Este tema se tratará de manera más profunda a partir del apartado 2.4.

2.2.1.3.2. *Equipo y principio de funcionamiento*

Una vez introducida la técnica Schlieren y habiendo explicado su principal función en el análisis de llamas, en este apartado se expone el equipo y la disposición básica para su aplicación y el principio de funcionamiento que lo fundamenta. Una de las configuraciones más populares para la realización de fotografía Schlieren es la de tipo Z o *Z-type* (entre otras cosas, debido a su compacidad), en la que se disponen los elementos en forma semejante a la letra “Z” (ver Figura 2.4).

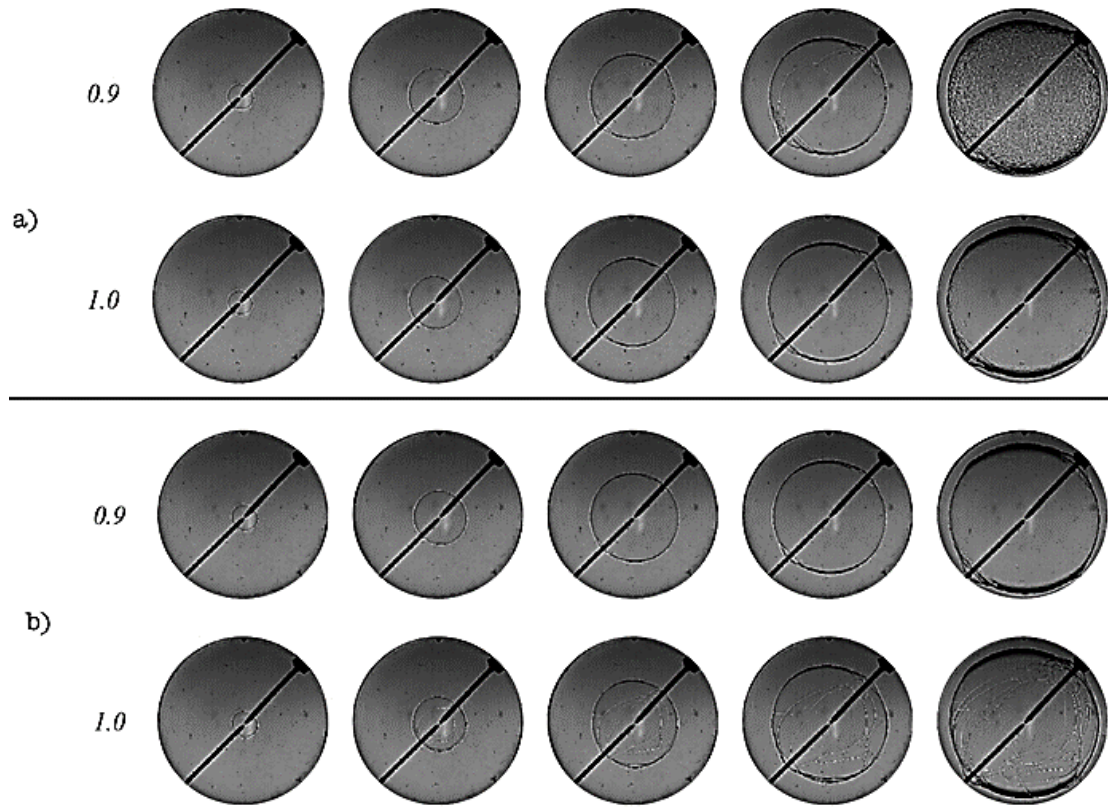


Figura 2.3. Fotografía Schlieren de mezclas de Syngas: a) 50% H_2 y 50% de CO ; b) 15% H_2 y 75% de CO a dosados 0.9 y 1. Adaptado de [10].

El funcionamiento básico de esta distribución se comprende siguiendo el flujo de luz mostrado en la figura anterior: un láser genera un haz de luz que se dirige hacia un espejo cóncavo colimador; este envía los rayos perpendicularmente al espacio de estudio (una cámara de combustión, en este caso) llegando hasta un segundo espejo cóncavo que refleja los rayos y los redirige hacia el filo, el cual elimina la radiación de fondo. Por último, el haz llega a la cámara de alta velocidad, que filma los rayos desviados debido al proceso de combustión que tiene lugar en la cámara [16].

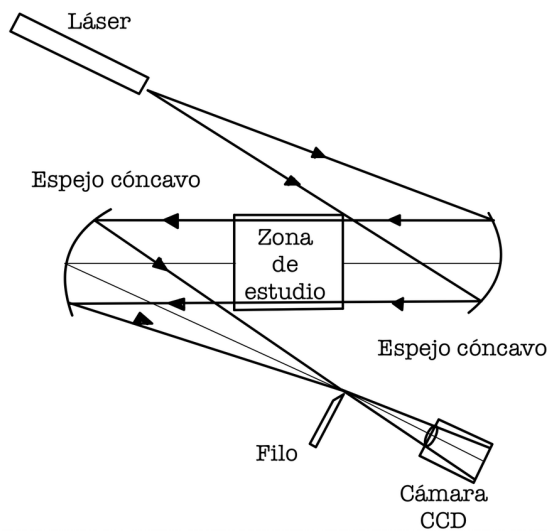


Figura 2.4 Esquema básico en "Z" de un equipo Schlieren

2.2.1.4. Quimioluminiscencia

Las moléculas o átomos pueden absorber, almacenar y emitir energía de varias formas. Cuando una molécula recibe un aporte energético (ya sea de naturaleza térmica, fotónica o química), esta energía puede ser “almacenada” llevando a los electrones desde su estado fundamental (de bajo nivel energético) a uno de mayor energía; se dice entonces que el electrón, y consecuentemente la molécula o átomo, están en estado “excitado” (radical químico excitado) [17]. La energía almacenada en ese electrón podrá ser liberada de diferentes formas: ya sea reaccionando o chocando con otras especies químicas o mediante la liberación espontánea de un fotón.

En la Figura 2.5 se simboliza, de manera muy simplificada y esquematizada, la emisión fotónica que realizaría espontáneamente el radical químico al volver a su estado de menor energía (fundamental).

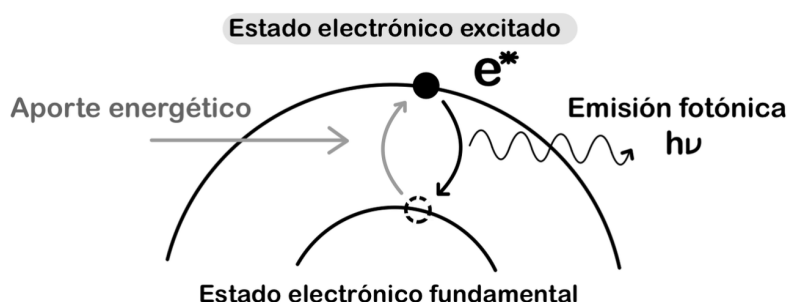


Figura 2.5. Emisión fotónica espontánea

La ecuación (2.2) muestra otra forma de expresar esta misma emisión espontánea [18]:



Donde:

- R^* : radical excitado.
- R : radical en su estado fundamental de energía (de menor energía).
- $h\nu$: emisión fotónica (energía del fotón liberado), siendo h la constante de Planck [$h = 4.136 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$] y ν , la frecuencia [Hz], [19].

Si una molécula excitada es el producto de una reacción química, la radiación electromagnética espontánea que emite (en forma de fotón) al liberar la energía absorbida se denomina quimioluminiscencia [4]. En un proceso de combustión, estas reacciones químicas (o mecanismos de formación) se producen mayoritariamente en el frente de llama.

Cada molécula en estado de excitación (radical químico excitado) produce una emisión quimioluminiscente en un rango de longitudes de onda concreto, permitiendo así su diferenciación frente a otros radicales.

Los radicales químicos de mayor interés en un proceso de combustión son los siguientes: OH^* , CH^* , C_2^* y CO_2^* («*» indica que el radical químico se encuentra excitado) [5]. Se puede caracterizar el proceso de combustión hallando las relaciones existentes entre las emisiones quimioluminiscentes de estos radicales y parámetros termodinámicos o cinéticos.

Como ya se ha explicado anteriormente, una vez formados, estos radicales pueden desexcitarse tomando diferentes caminos; la que mayor atención concentra en la caracterización de las llamas es la emisión espontánea de fotones cuando los radicales superan su concentración de equilibrio (quimioluminiscencia). Las otras dos formas de pérdida de energía, ya mencionadas, son los choques entre moléculas (*quenching*) y las reacciones con otras especies, aunque este último mecanismo es obviado por la mayoría de los autores (ver [5], [20], [21]).

2.2.2. Técnicas de modelado. Modelo de diagnóstico termodinámico de dos zonas

Las técnicas matemáticas de modelado utilizan las ecuaciones termodinámicas para determinar cómo ha sucedido el proceso de combustión a partir de la evolución de la presión (en el caso de los modelos de diagnóstico) y viceversa en el caso de los modelos predictivos, los cuales pretenden pronosticar cómo sucederá un proceso de combustión sin la realización previa de dicho experimento.

En este apartado, se explicará de manera general en qué consiste el modelo de diagnóstico usado en este trabajo, el cual fue desarrollado inicialmente por A. Horrillo [22] y posteriormente ampliada por D. Iglesias [23] y A. Melgar et al. [24]. En este último artículo, se puede encontrar una descripción más detallada de este modelo.

Uno de los modelos de diagnóstico más usados en el ámbito de la combustión es el modelo de dos zonas y es sobre el que se basa el usado en el análisis de los experimentos para este trabajo. Este modelo divide el volumen de la cámara de combustión en una zona de productos quemados y otra zona de productos sin quemar. Su resultado principal es la velocidad de combustión laminar (de la que se habla en el siguiente apartado), la cual es obtenida a partir de los datos de presión registrados durante la combustión [1].

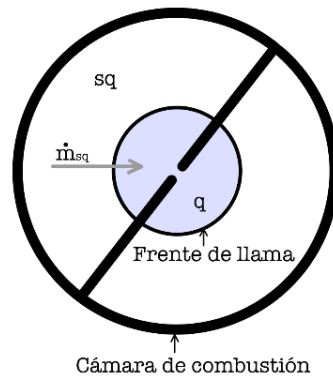


Figura 2.6. Esquema del modelo de diagnóstico de dos zonas en la cámara de combustión de la instalación.

Las hipótesis de este modelo son:

- La zona de quemados (q) es una esfera con centro coincidente con el de la cámara de combustión (de geometría cilíndrica en este caso) cuyo tamaño aumenta a medida que se desarrolla el proceso de quemado. A la superficie de esta esfera se la denomina frente de llama. La zona de productos sin quemar (sq) se considera limitada por una esfera exterior tangente a la cámara y por la esfera interior de los productos quemados, ver Figura 2.6.
- La presión se considera uniforme en cada instante para toda la cámara de combustión: p .
- Se asume comportamiento de gas ideal en cada zona: $p_q v_q = RT_q$ en la zona de quemados y $p_{sq} v_{sq} = RT_{sq}$ en la zona de sin quemados.
- Las dos zonas quedan caracterizadas por sus valores promedio de temperatura, composición y otras variables intrínsecas. La composición química será constante en la zona de mezcla fresca (sq) pero variable en la zona de quemados (dependiendo del equilibrio de la reacción de $CO + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$).
- No se considera transferencia de calor entre las zonas ni a través de las paredes, ya que esta última solo ocurrirá una vez finalizada la combustión.
- El único flujo másico que se tiene en cuenta es el que se transfiere de la zona de mezcla fresca a la de quemados, ver Figura 2.6.

La ecuación de la que parte el modelo es la de conservación de energía para sistemas abiertos y no estacionarios aplicada para cada zona (sq, ecuación (2.3) y q, ecuación (2.4)), teniendo en cuenta que en la zona de quemados solo entra masa ($+\dot{m}_q = \dot{m}_{sq}$) y en la zona de sin quemados solo sale masa ($-\dot{m}_{sq}$).

$$\frac{dU_{sq}}{dt} = \dot{Q}_{sq} + \dot{W}_{sq} - \dot{m}_{sq}h_{sq} \quad (2.3)$$

$$\frac{dU_q}{dt} = \dot{Q}_q + \dot{W}_q + \dot{m}_{sq}h_{sq} \quad (2.4)$$

Desarrollando estas ecuaciones y aplicando las de conservación de la masa, del volumen y las ecuaciones térmicas de estado de gas ideal para cada zona, se llega a la obtención de la velocidad de combustión u_n tratada en el siguiente apartado.

2.3. Estructura de la llama. Velocidades del proceso de combustión

En este apartado se van a estudiar las velocidades y estructura que componen un frente de llama laminar, comenzando por el caso más simple, llama plana ideal y añadiendo posteriormente diferentes elementos que pueden afectar tanto a su estructura como a las velocidades del proceso de combustión (tales como la geometría esférica de la llama o las inestabilidades intrínsecas a un proceso de combustión real).

2.3.1. Llama plana laminar. Estructura y velocidades del proceso de combustión de una llama plana

Una llama plana laminar se caracteriza por su movimiento unidimensional a una velocidad S_L^0 ; además, en el análisis de la llama plana ideal se asumen varias simplificaciones e hipótesis que permiten aislar la dinámica de la combustión laminar de otros factores externos. Seguidamente se presenta la estructura de un frente de llama plano e ideal que hace de frontera entre la zona de no quemados o reactivos (Sq) y la zona de quemados o productos (Q). En él se pueden diferenciar dos zonas: la zona de precalentamiento, de ancho igual a d , donde los reactivos son elevados desde T_{sq} hasta una temperatura próxima a la adiabática de llama (T_q^0) y la zona de reacción, mucho más estrecha que la primera ($d/\beta < d$) donde se produce la reacción exotérmica por la que los reactivos se transforman en productos [1],[25]. Seguidamente se presenta un esquema del frente descrito.

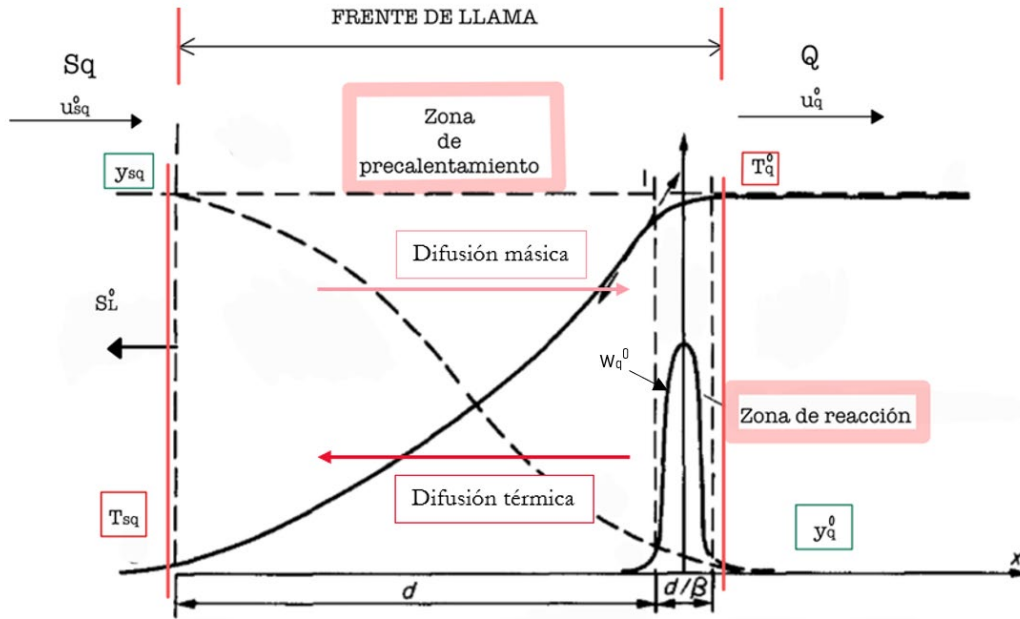


Figura 2.7. Estructura del frente de llama plano ideal. Adaptado de [25].

Tomando como sistema de referencia el frente de llama ideal, los no quemados se dirigen hacia este con una velocidad igual y de sentido contrario a la de la propia llama ($u_{sq} = S_L^0$), mientras que los quemados se alejan de ella a u_q^0 . Por otro lado, se tiene en los sin quemados una concentración y_{sq} de reactivo limitante, que, tras la zona de reacción adquiere el valor de $y_q^0=0$.

En la Figura 2.7, se observa también cómo la difusión másica y térmica son contrarias: la difusión másica se produce de los reactivos hacia la zona de reacción mientras que la difusión térmica se produce mediante convección de los gases quemados (de mayor temperatura) hacia la zona de precalentamiento donde los gases no quemados adquieren la temperatura necesaria para que se produzca la reacción [25].

La velocidad de reacción (w_q^0) depende de la temperatura de activación y de la temperatura adiabática de llama. La energía de activación se cuantifica a través del número de Zeldovich (Ze o β) que compara la energía térmica disponible en los quemados (T_q^0) y la energía necesaria para que se produzca la reacción de combustión (esto es la energía de activación de una reacción (E_a)). El número de Zeldovich toma la siguiente forma [26]:

$$\beta = \frac{E_a(T_q^0 - T_{sq})}{R(T_q^0)^2} \quad (2.5)$$

En una llama plana, existen dos términos de velocidad relacionados entre sí y que se refieren a diferentes formas de estudiar un proceso de combustión. A continuación, se presenta cada uno de ellos [27]:

- S_L^0 : es la velocidad a la que se desplaza el frente de llama plano, sin curvatura en la llama. Esta velocidad también expresa la velocidad relativa con que los sin quemados se aproximan al frente de llama (u_{sq}).
- u_n : es la velocidad de combustión laminar. Esta puede expresarse de la siguiente manera: $u_n = \frac{\dot{m}_q}{\rho_{sq} A_f}$, donde \dot{m}_q es el gasto de quemados que sale de la zona de reacción, ρ_{sq} es la densidad de los sin quemados y A_f es el área del frente de estudio.

Por conservación de la masa en el frente de llama, las dos velocidades se relacionan siguiente forma en una llama plana laminar:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{sq} = \dot{m}_q &\Rightarrow \rho_q \cdot u_q \cdot A_f = \rho_{sq} \cdot u_{sq} \cdot A_f \Rightarrow \\ \rho_q \cdot u_n \cdot A_f &= \rho_{sq} \cdot S_L^0 \cdot A_f \Rightarrow \left[u_n = \frac{\rho_{sq}}{\rho_q} S_L^0 \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

En el siguiente apartado se va a tratar una llama de geometría global esférica y la influencia de factores morfológicos en las velocidades del proceso de combustión.

2.3.2. Llama esférica. Velocidades del proceso de combustión de una llama esférica

Para el caso de una llama esférica, la velocidad de avance del frente de llama se determina a través de la derivada del radio de la esfera (r) con respecto al tiempo:

$$S_L^k = \frac{dr}{dt} \quad (2.7)$$

En una llama esférica se usa S_L^k en lugar de S_L^0 como se había visto para llamas planas puesto que para esta geometría hay un factor determinante denominado *stretch* (K), el cual agrupa la influencia que la curvatura y el estiramiento tienen sobre la velocidad de la llama.

El término *stretch* (K) se define de la siguiente forma [28]:

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (2.8)$$

Donde A es el área del frente de llama; la ecuación (2.8) aplicada a un frente esférico sería tal y como se expone en la siguiente ecuación [28]:

$$K = \frac{2}{r} \frac{dr}{dt} \quad (2.9)$$

Como se ha mencionado antes, el *stretch* agrupa dos efectos: el de la curvatura del frente de llama y el del estiramiento del propio frente debido a la expansión, de tal manera que las contribuciones al *stretch* de cada efecto son las siguientes [29]:

$$K = S_L^0 \kappa - K_s \quad (2.10)$$

Donde $S_L^0 \kappa$ es el efecto de la curvatura (menor a medida que crece el radio) y K_s se refiere al estiramiento por la expansión de la llama (*strain*).

La relación entre la variación de la velocidad de avance del frente de llama y el *stretch* fue determinada a través de la longitud de Markstein (1964) [30], como se muestra en la ecuación (2.11):

$$S_L^k = S_L^0 - \mathcal{L}K \quad (2.11)$$

Donde S_L^0 , como ya se ha visto, es la velocidad de la llama plana sin *stretch* y \mathcal{L} es la longitud de Markstein, que modela la sensibilidad de la velocidad del frente de llama al *stretch*. La longitud de Markstein puede ser adimensionalizada mediante el espesor del frente de llama (δ_l) dando lugar al número de Markstein (Ma):

$$Ma = \frac{\mathcal{L}}{\delta_l} \quad (2.12)$$

En los análisis de llamas esféricas recientes se tiende a distinguir dos longitudes de Markstein, una para cada factor que engloba el *stretch* (curvatura y estiramiento), por lo que la

relación entre la velocidad sin stretch (S_L^0) y la velocidad real con *stretch* (S_L^κ) es la siguiente [29]:

$$S_L^\kappa = S_L^0 - \mathcal{L}_s K - \mathcal{L}_c S_L^0 \kappa \quad (2.13)$$

siendo \mathcal{L}_s la Longitud de Markstein que presenta la sensibilidad de la velocidad al *strain* y \mathcal{L}_c la de la curvatura.

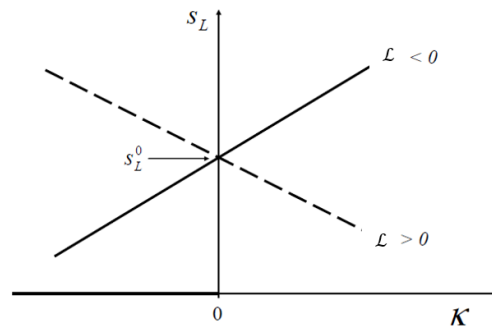


Figura 2.8. Influencia del stretch en la velocidad del frente de llama [31].

En la figura precedente se observa la influencia del stretch en la velocidad de la llama dependiendo del valor de la longitud de Markstein, la cual a su vez es función del combustible (para mezclas de hidrocarburos y aire suele tener un valor positivo, mientras que el signo cambia para determinadas combustiones de hidrógeno y aire [31]).

2.3.3. Llamas reales. Influencia de las inestabilidades en las velocidades del proceso de combustión

En los apartados anteriores, se ha hablado de llamas planas y esféricas, pero ambas se han supuesto con frente de llama liso, cuya velocidad de avance es perpendicular a la superficie. Sin embargo, en las llamas reales esto no siempre es así, ya que existen unos efectos intrínsecos al proceso de combustión cuya consecuencia es el “arrugamiento” del frente de llama. A estos efectos se los denomina inestabilidades y tienen un efecto positivo sobre la velocidad de combustión.

La siguiente sección está dedicada a exponer el fundamento teórico de estos fenómenos y su influencia en la estabilidad de las llamas de los procesos de combustión.

2.4. Inestabilidades de una llama

En las llamas reales aparecen ondulaciones espontáneas producidas por una gran variedad de motivos (vibraciones acústicas, vibraciones mecánicas, ondas de presión, etc.); estas pueden acentuarse o amortiguarse según la acción de una serie de fenómenos intrínsecos al proceso de combustión denominados inestabilidades, los cuales poseen diversos orígenes y comportamientos. En una combustión real, la estabilidad del frente de llama se determina según la acción conjunta de estos fenómenos, que puede tener un efecto estabilizador (alisamiento) o desestabilizador (arrugamiento).

Los primeros en evaluar de manera teórica la estabilidad de una llama plana fueron Darrieus (1938) y Landau (1944), los cuales mediante estudios independientes llegaron a la conclusión de que una llama plana era siempre inestable. Esto no se cumple incondicionalmente para cualquier caso, ya que experimentalmente y bajo ciertas condiciones sí existen llamas estables, es decir, con un frente de llama liso, sin arrugas [32]. Esta contradicción se debe a que en la teoría de Darrieus-Landau no se tiene en cuenta el posible efecto estabilizador de los

procesos de difusión (o del *stretch* en el caso de combustión esférica), sino que solo evalúa las inestabilidades hidrodinámicas; como se verá posteriormente, estas están siempre presentes y son incondicionalmente inestables [32], [33]. En las llamas reales, en cambio, es el efecto conjunto de varios mecanismos el que determina si una llama es estable o no; estos mecanismos se detallan en los siguientes apartados.

2.4.1. Tipos de inestabilidades y su origen

Los fenómenos que pueden producir inestabilidades en el frente de llama (en régimen laminar) de una combustión premezclada son tres: fuerzas de volumen, efecto hidrodinámico y efecto termo-difusivo [34]. A continuación, se explica el origen y desarrollo de cada uno de ellos, así como su influencia en la estabilidad o inestabilidad de la llama.

2.4.1.1. Inestabilidades por fuerzas de volumen

Cuando se tiene un fluido menos denso avanzando hacia un fluido más denso en sentido contrario al de una fuerza de volumen (por ejemplo, la gravedad) se produce una situación de inestabilidad por fuerzas de volumen (también conocida como Rayleigh-Taylor [35]), el caso contrario, por consiguiente, supondría un efecto estabilizante. En una llama, esto ocurre cuando los productos de la combustión (de menor densidad) avanzan hacia la mezcla fresca sin quemar (de mayor densidad) ascendientemente (contrariamente a la gravedad); el frente de llama es considerado entonces como una discontinuidad de densidades. El tiempo de crecimiento de la inestabilidad formada en esta situación es del orden de [34]:

$$\tau \approx \frac{\sqrt{v_0 \cdot v_\infty}}{g} \quad (2.14)$$

Donde:

- v_0 : velocidad del frente de llama con respecto a los sin quemados.
- v_∞ : velocidad del frente de llama con respecto a los quemados.
- g : aceleración de la gravedad terrestre, $g \approx 9,8 \text{ m/s}^2$.

Por lo tanto, cuanto más lenta sea la velocidad de avance del frente, menor será el tiempo de crecimiento de la inestabilidad formada y más notable será su efecto desestabilizador provocando pliegues en el frente de llama.

2.4.1.2. Inestabilidades por efecto hidrodinámico

Como se ha introducido anteriormente, las inestabilidades hidrodinámicas fueron estudiadas independientemente por Darrieus y Landau (estas inestabilidades también se conocen como inestabilidades Darrieus-Landau (DL)) [32], [33] y concluyeron que, despreciando el frente de llama, las fuerzas de volumen y el efecto termo-difusivo, el efecto hidrodinámico hace a las llamas incondicionalmente inestables.

El efecto hidrodinámico se basa en la discontinuidad de densidades existente, por ejemplo, entre los productos y los reactivos sin quemar en el caso de una combustión y está delimitada por el frente de llama. La diferencia de densidades se produce por la expansión térmica que sufren los gases quemados al aumentar su temperatura en una reacción exotérmica frente a los gases sin quemar [34]. Cuando en la frontera de la discontinuidad (frente de llama en este caso) aparece una ondulación espontánea, el efecto hidrodinámico magnifica esta ondulación, generando una llama inestable cuando se analiza este mecanismo de manera aislada. Este comportamiento se entiende mediante la Figura 2.9 que muestra una perturbación ya generada en el frente; el proceso de generación de esta perturbación se puede deber a numerosos factores (inestabilidades por fuerzas de volumen, vibraciones mecánicas o acústicas, etc.).

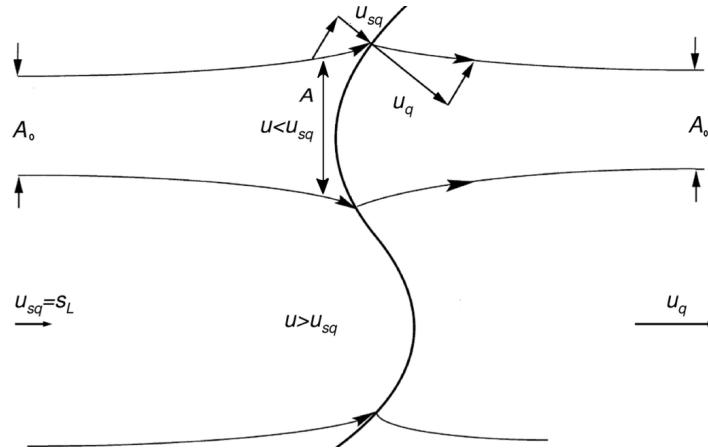


Figura 2.9. Mecanismo de la inestabilidad de origen hidrodinámico [31]

En la Figura 2.9, se observan 3 líneas de corriente que delimitan 2 tubos de flujo, uno de ellos de área inicial A_0 . La velocidad de los sin quemados aguas arriba y en un punto suficientemente alejado del frente de llama es de $u = u_{sq}$ y aguas abajo, en la parte de los quemados será de $u = u_q$. Dado que la velocidad tangencial se conserva a través de la discontinuidad (frente de llama) [34], la línea de corriente que se tope con la parte cóncava de la perturbación, tenderá a abrirse, ensanchando el área del tubo de corriente ($A_0 < A$) [31] (ver Figura 2.9 y Figura 2.10).

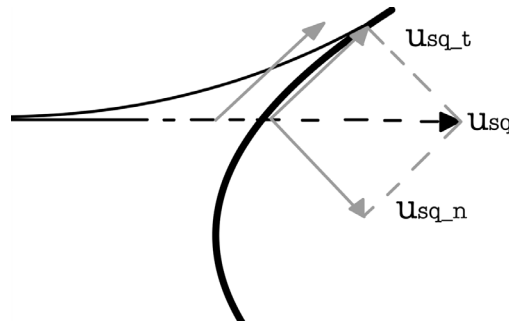


Figura 2.10. Conservación de la velocidad tangencial en la zona cóncava del frente de llama.

Aplicando el principio de conservación de la masa a la zona cóncava (considerando densidad constante aguas arriba de la discontinuidad) se tiene que la velocidad en el frente de llama de los sin quemados es $u < u_{sq}$ (ver ec. (2.15)), por lo tanto, el frente de llama se introduce más en la zona de los no quemados, incrementando la perturbación en esa parte.

$$A_0 \cdot u_{sq} \cdot \rho_{sq} = A \cdot u \cdot \rho_{sq} \rightarrow u = \frac{A_0}{A} u_{sq} \quad (2.15)$$

Contrariamente a lo que sucede en la zona cóncava del frente, en la parte convexa, la línea de corriente se cerrará, estrechando el área del tubo y aumentando la velocidad, por lo que el frente de llama avanzará hacia la zona de quemados, agudizando la perturbación, como en la zona superior (cóncava), ver Figura 2.11.

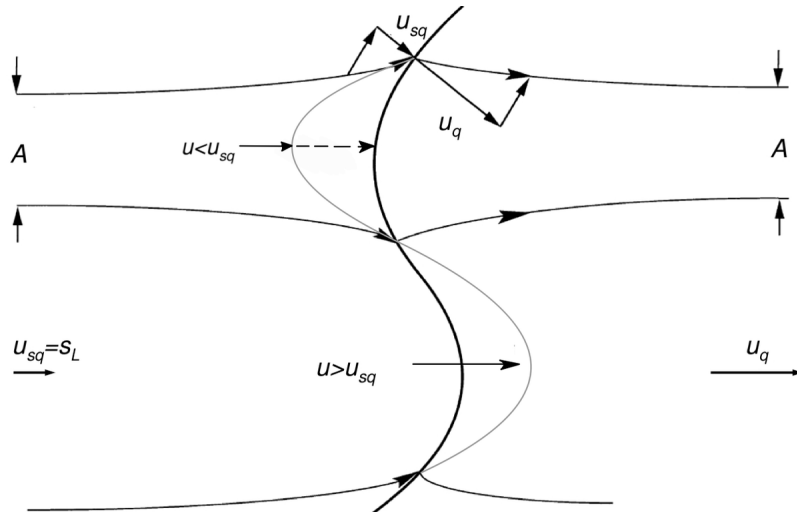


Figura 2.11. Crecimiento de la perturbación por el efecto hidrodinámico. Adaptado de [31].

Cuanto mayor sea la diferencia entre densidades de quemados y no quemados ($\sigma = \frac{\rho_{sq}}{\rho_q} > 1$), más severa se volverá la inestabilidad hidrodinámica [32]; es por esta razón por la que en la teoría de Darrieus y Landau las llamas planas sometidas únicamente a este tipo de inestabilidades no pueden en ningún caso llegar a estabilizarse (el frente de llama nunca será liso).

2.4.1.3. Inestabilidades por efecto termo-difusivo

Las inestabilidades termo-difusivas pueden tener carácter estabilizador (alisamiento de llama) o desestabilizador (arrugamiento de llama), difiriendo de las hidrodinámicas que son siempre inestables, tal y como se ha visto en el apartado anterior. Este fenómeno se fundamenta en los procesos de difusión térmica y másica que ocurren en una discontinuidad de concentraciones y temperaturas, como es el frente de llama de una combustión.

El primero en analizar el efecto del cociente entre la difusividad térmica y másica en la estabilidad de la llama fue Zel'dovich en 1944. El parámetro que define esta relación de difusividades es el número adimensional denominado número de Lewis (Le) [34]:

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad (2.16)$$

Donde:

- α : difusividad térmica de la mezcla, medida en $[m^2/s]$.
- D : difusividad másica de un componente genérico de la mezcla, medida en $[m^2/s]$. Cuando se refiera al reactivo en defecto no se podrá subíndice o se notará como D_{def} , cuando se refiera al reactivo en exceso se notará como D_{exc} .

Analizando la difusividad másica y térmica perpendicular al frente de llama, el mecanismo de actuación del efecto termo-difusivo es el siguiente: el transporte de masa se realiza desde la región de sin quemados hacia la región de quemados, ya que los reactivos en el frente de llama reaccionan y se transforman en productos. Por el contrario, el transporte de calor se da desde la zona de quemados (de mayor temperatura) hacia la zona de sin quemados (de menor temperatura).

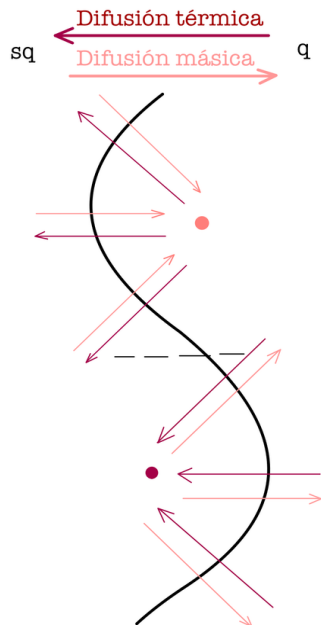


Figura 2.12. transporte térmico y másico a través del frente de llama con una perturbación dada.

En la Figura 2.12 se muestra una perturbación dada en un frente de llama. En la zona cóncava (parte superior), el calor tenderá a dispersarse hacia el exterior de la perturbación, mientras que la difusión másica (en este caso del reactivo en defecto) tenderá a concentrarlo en el centro de la oscilación.

En la zona convexa (parte inferior), ocurre el comportamiento contrario, es el calor el que se concentra en el centro de la oscilación y el reactivo en defecto el que tiende a dispersarse hacia el exterior de esta. Dependiendo del efecto que prevalezca (transporte de calor o de masa), se tendrá un crecimiento o amortiguamiento de la oscilación, puesto que ambos efectos tienen influencias opuestas en el avance del frente de llama [31].

Para analizar la naturaleza estable o inestable de este efecto se plantearán diferentes casos en función de la relación entre la difusividad térmica de la mezcla (α) y la difusividad másica del reactivo en defecto (D_{def}), reflejada en el número de Lewis (Le), ver ecuación (2.16).

El planteamiento anterior es válido para el caso de un único combustible; para el caso en el que se trabaje con mezclas (dos o más combustibles), es necesario hacer uso del número de Lewis efectivo (Le_{eff}), el cual representa el conjunto de las influencias de los coeficientes de difusión individuales de los componentes de la mezcla [36]. El cálculo de este parámetro viene dado por la ecuación (2.17) planteada por Addabbo y Matalon en el año 2002 [37]:

$$le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \quad (2.17)$$

Donde:

- Le_E : número de Lewis del reactivo en exceso.
- Le_D : número de Lewis del reactivo en defecto
- A : es una medida de la solidez de la mezcla siendo $A = 1 + \beta(\phi - 1)$.

El parámetro β representa el número de Zeldovich, ver ecuación (2.5) y ϕ es el coeficiente entre las masas del reactivo en exceso y en defecto en la mezcla de gas fresco y que es relativo a la relación estequiométrica (es decir, lo que difiere la proporción de la mezcla con respecto al dosado estequiométrico); por tanto, es siempre positivo y mayor que 1. En condiciones estequiométricas, $A = 1$, siendo mayor que 1 para el resto de condiciones.

2.4.1.3.1. Difusión térmica (α) como efecto dominante en la llama ($Le > 1$)

Cuando la difusión térmica domina el proceso, significa que $\alpha > D_{def}$ y, por consiguiente, que $Le > 1$; se puede predecir el comportamiento observando el esquema de la Figura 2.12: la llama avanza de la zona de quemados (q) hacia la zona de sin quemados (sq); como la difusión térmica domina el proceso, en la parte cóncava (superior) la velocidad de avance del frente se reduce, aplanándose esa parte de la perturbación. Por otro lado, en la parte convexa, al haber un aumento de temperatura en la zona de sin quemados correspondiente al centro de la perturbación, estos se transformarán con mayor rapidez en productos de la combustión,

haciendo que aumente la velocidad de avance del frente de llama. La consecuencia es que, cuando $Le > 1$, el efecto termo-difusivo tiene carácter estabilizador (ver parte izquierda de la Figura 2.13), porque tiende a aplanar las perturbaciones que se generan en el frente de llama [32],[34],[31]. Este efecto podría contrarrestar las inestabilidades hidrodinámicas, dando como resultado un frente de llama estable, sin arrugas, contraponiéndose, como ya se ha explicado, al planteamiento teórico de Darrieus y Landau.

En el caso de tener una mezcla de varios combustibles, se hace uso del Lewis efectivo, como se ha indicado en el apartado anterior, y el criterio de estabilidad estará delimitado por el número de Lewis efectivo crítico (Le_{eff}^*), el cual tiene un valor cercano a 1 aunque ligeramente inferior [32].

2.4.1.3.2. Difusión másica (D) como efecto dominante en la llama ($Le < 1$)

Cuando la difusión másica domina en el proceso sucede el efecto contrario al descrito en el apartado anterior. Análogamente se tiene en este caso que, en la parte cóncava (tramo superior de la Figura 2.12), el reactivo en defecto aumentará su concentración en esta zona, favoreciendo la reacción y produciendo un incremento de la temperatura de llama. Esto acrecienta la velocidad de avance del frente de llama e intensifica por tanto la inestabilidad en esta parte. En la zona convexa (tramo inferior de la Figura 2.12) el reactivo en defecto tiende a dispersarse, lo que dificulta la reacción y disminuye temperatura, traduciéndose en una ralentización de la velocidad del frente de llama. También en esta zona se agrava la perturbación y el aspecto final de esta se puede observar en la parte derecha de la Figura 2.13.

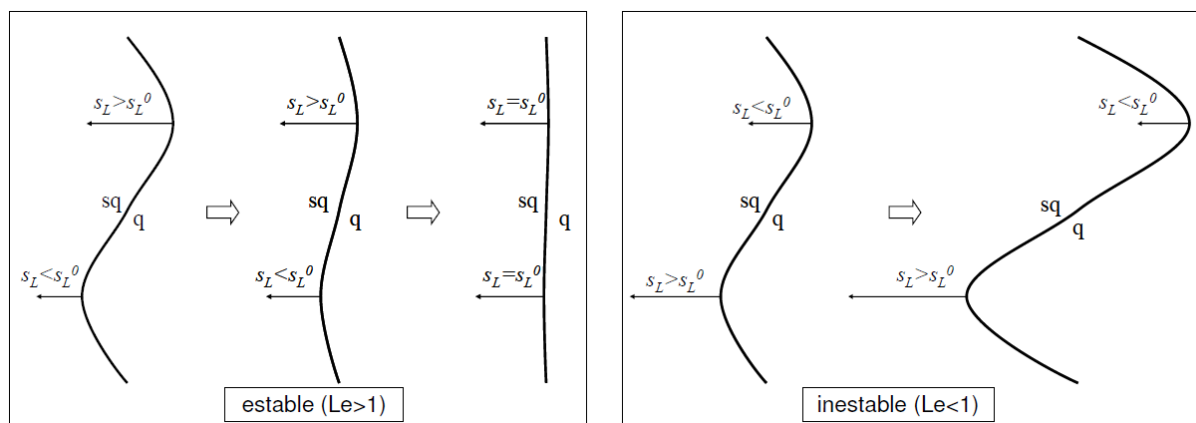


Figura 2.13. Evolución temporal de una pequeña perturbación del frente de llama como consecuencia del efecto termo-difusivo en función del número de Lewis de la mezcla combustible-oxidante [31].

En este caso las llamas son siempre inestables, ya que el único efecto estabilizador que pueda alisar el frente de llama es el de las fuerzas de volumen (para el caso en el que la llama avance a favor de la gravedad); pero este, en general, resulta insuficiente para contrarrestar los efectos hidrodinámico y termo-difusivo [32].

2.4.2. Inestabilidades en llamas esféricas

El análisis de estabilidad de llamas presentado en los apartados precedentes es válido para llamas planas (donde el frente de llama globalmente avanza en una dirección), pero resulta incompleto para llamas de morfología esférica. En la teoría se define llama esférica inestable a aquella en la que la velocidad de crecimiento de las inestabilidades es mayor a la de crecimiento del frente de llama (velocidad a la que aumenta el radio) [33]. En el crecimiento de las oscilaciones influye el efecto de la geometría general de la llama (curvatura) y de su expansión, cuya suma se cuantifica en el *stretch*, definido en el apartado 2.3.2. En ese mismo apartado

también se hablaba de cómo este parámetro afecta a las velocidades del proceso de combustión; en esta sección, en cambio, se pretende estudiar cuál es la influencia conjunta del *stretch* y los otros efectos ya explicados en el desarrollo de las inestabilidades en el frente de una llama esférica.

Previamente al análisis de estabilidad, se define y caracteriza esta velocidad (o tasa) de crecimiento de las inestabilidades, así como el número adimensional de Peclet, de importancia capital en la estabilidad de llamas esféricas.

2.4.2.1. Tasa de crecimiento de las inestabilidades en llamas esféricas

Se entiende por velocidad de crecimiento de las inestabilidades en llamas esféricas al incremento en el tiempo que sufre la amplitud relativa de la perturbación (cociente entre la amplitud y el radio instantáneo de la esfera) formada en la superficie de la llama [33]. Cuando la dimensión del radio (r) ha alcanzado un valor mínimo (r_0 , significativamente mayor que el espesor de llama) la amplitud relativa de la inestabilidad (a) toma la siguiente forma [9]:

$$a = a_0 R^{\omega \left(1 + \frac{\delta_l \Omega}{r \cdot \ln R}\right)} \quad (2.18)$$

Donde:

- R : cociente entre el radio instantáneo de la llama y el radio mínimo $\left(R = \frac{r}{r_0}\right)$.
- a_0 : amplitud relativa de la perturbación cuando el radio instantáneo de la llama cuando el radio toma el valor mínimo ($r = r_0$).
- δ_l : espesor del frente de llama [m].
- Ω : coeficiente dependiente de la expansión térmica.
- ω : efecto de las inestabilidades hidrodinámicas [38].

La ω en una llama esférica depende únicamente de la expansión térmica (σ) y del número de onda adimensional de las inestabilidades (n)¹, tal y como se muestra en la siguiente ecuación [9],[37],[39]:

$$\omega = \frac{-(b - a) + \sqrt{(b - a)^2 - 4ac}}{2a} \quad (2.19)$$

Siendo los coeficientes a , b y c :

- $a = (\sigma + 1)n + 1$
- $b = 2n^2 + (4 + 5\sigma)n + 4$
- $c = -\frac{\sigma-1}{\sigma}n^3 + 2n^2 + \left[3(\sigma + 1) - \frac{1}{\sigma}\right]n + 2$

La tasa de crecimiento de una inestabilidad será $\frac{1}{a} \frac{da}{dt}$ [9],[37], identificada de ahora en adelante mediante la letra Σ , que adoptará diferentes formas según el caso.

La función general de Σ se toma de la línea de investigación de Addabbo, Betchold y Matalon [37], [39], siendo a su vez recogida en el estudio de Lapalme [36] representada en la siguiente ecuación:

¹El número de onda adimensional para una esfera se define como: $n = \frac{2\pi r}{\lambda}$, siendo r el radio de la esfera y λ la longitud de onda en [m]. Conceptualmente, su definición sería: el número de ondas de longitud λ que podría contener una circunferencia de radio r .

$$\Sigma = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \left(\omega - \frac{\delta_l}{r} \Omega \right) \quad (2.20)$$

El parámetro Ω es función de σ , del número de onda (n) y de la conductividad térmica, $\tilde{\lambda}(x)$, la cual, dependiendo de la influencia de las propiedades de transporte, puede adoptar diferentes valores: 1, $\sqrt{\sigma} \sim \sqrt{T}$ o T (siento T la temperatura de la llama). En la ecuación anterior se pueden ver las contribuciones a la tasa de inestabilidad de los efectos hidrodinámico (ω) y termo-difusivo $\left(-\frac{\delta_l}{r} \Omega = -\frac{\Omega}{Pe} \right)$ [38], siendo Pe el número de Peclet (ver apartado 2.4.2.2). El efecto hidrodinámico, como se ha visto, siempre es positivo (inestable); en cambio, el termo-difusivo puede incrementar o amortiguar el primero, dependiendo de su valor. La definición concreta del parámetro Ω se muestra a continuación:

$$\Omega = Q_1 + \frac{\beta(Le_{eff} - 1)}{\sigma - 1} Q_2 + Pr Q_3 \quad (2.21)$$

Nótese que Ω está constituido por 3 contribuciones, acompañadas cada una de ellas por un coeficiente Q_i ; el significado físico de cada una de ellas es el siguiente: el término de Q_1 se refiere a la influencia de la conducción térmica (carácter estable), $\frac{\beta(Le_{eff}-1)}{\sigma-1} Q_2$ representa el efecto de la difusión molecular (estable o inestable) y el término de $Pr Q_3$ es el efecto de la viscosidad (carácter estable) [40]. Q_1 , Q_2 y Q_3 se definen como:

$$Q_1 = \frac{\gamma_1}{\sigma \Delta} [n^4(\sigma + 1) + \sigma n^3(2\omega + 5) + n^2(\omega\sigma - 2\sigma^2 + \sigma - 1) + n\sigma(\sigma - 7 - 3\omega - \sigma\omega) - 2\sigma(1 + \omega)] + \frac{\gamma_3}{\sigma \Delta} [n(n^2 - 1)(n + 2)(\sigma - 1)] \quad (2.22)$$

$$Q_2 = \frac{\gamma_2(\sigma - 1)}{2\Delta} \{2n^4 + n^3(2\omega\sigma + 2\omega + 10\sigma - 3) + n^2[2\sigma\omega^2 + (5\sigma - 1)\omega + 3\sigma - 2\sigma^2 - 2] + n[\sigma\omega^2(1 - 4\sigma) - (14\sigma^2 + 1)\omega + 3 - 9\sigma - 8\sigma^2] - 2\sigma(\omega^2 + 4\omega + 3)\} \quad (2.23)$$

$$Q_3 = \frac{2n(n^2 - 1)(\sigma - 1)}{\sigma \Delta} [(n + 2)(\tilde{\lambda}(x) - \gamma_3) - 3(\tilde{\lambda}(x) - 1)] \quad (2.24)$$

Con $\Delta = 2a\omega + b - 2a$. Los coeficientes γ_1 , γ_2 y γ_3 adoptarán diferentes valores según el caso ya que dependen de $\tilde{\lambda}(x)$; estos se recogen en la Tabla 2.1

Caso	General	$\tilde{\lambda}(x) = 1$	$\tilde{\lambda}(x) = \sqrt{\sigma}$	$\tilde{\lambda}(x) = T$
γ_1	$\frac{\sigma}{\sigma - 1} \int_1^\sigma \frac{\tilde{\lambda}(x)}{x} dx$	$\frac{\sigma}{\sigma - 1} \ln \sigma$	$\frac{2\sigma}{\sqrt{\sigma} + 1}$	σ
γ_2	$\frac{1}{\sigma - 1} \int_1^\sigma \frac{\tilde{\lambda}(x)}{x} \ln \left(\frac{\sigma - 1}{x - 1} \right) dx$	$\frac{1}{\sigma - 1} \int_{-\infty}^0 \ln[1 + (\sigma - 1)e^z] dz$	$\frac{4}{\sigma - 1} \{ \sqrt{\sigma} - 1 - \ln[0.5(\sqrt{\sigma} + 1)] \}$	1
γ_3	$\frac{1}{\sigma - 1} \int_1^\sigma \tilde{\lambda}(x) dx$	1	$\frac{2(\sigma^{3/2} - 1)}{3(\sigma - 1)}$	$\frac{\sigma + 1}{2}$

Tabla 2.1. Valores de los coeficientes γ_i en función del valor de la conductividad térmica

En el primer caso ($\tilde{\lambda}(x) = 1$), se asume la hipótesis de propiedades de transporte constantes, por lo que la conductividad térmica es una constante y se minimiza la influencia de la viscosidad en la estabilidad de la llama [37]. Cabe destacar la formulación realizada por Bradley y Harper en 1994 [9] para el escenario de propiedades constantes, ver ecuación (2.25).

$$\Sigma = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \sigma u_l \omega \left[1 - \frac{2\sigma\delta_l}{r} (Ma - \ln \sigma) \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{\delta_l \Omega^*}{r^2} \right) \right] \quad (2.25)$$

Todos los términos que aparecen en la ecuación anterior ya se han explicado con anterioridad, no obstante, se hace un breve recordatorio: (σ) relación entre densidades de no quemados y quemados; (u_l) velocidad de combustión, ver apartado 2.3; (ω) tasa de crecimiento de las inestabilidades DL; (δ_l) espesor del frente de llama; (Ma) número de Markstein, ver apartado 2.3; (r) radio instantáneo de la llama. Por último, $\tilde{\lambda}(x)$ representa la conductividad térmica, la cual, dependiendo del caso, puede valer 1, $\sqrt{\sigma}$ o T (siento T la temperatura de la llama).

El parámetro Ω^* es dependiente de la relación de densidades, σ , y es similar al visto en la ecuación (2.21) pero dividido por la contribución hidrodinámica. A continuación, se muestra la fórmula de Ω^* extraída del estudio de Bradley et al. [9]:

$$\Omega^* = \frac{Q_1 + \left[\frac{\beta(Le_{eff} - 1)}{\sigma - 1} \right] Q_2}{\omega} \quad (2.26)$$

Los coeficientes Q_1 y Q_2 son los vistos en las ecuaciones (2.22) y (2.23) pero particularizadas para el caso de propiedades constantes, quedando de la siguiente forma, ver Bradley (1999) [41]:

$$Q_1 = \frac{1}{2\omega a + b - 2a} \left\{ \frac{\ln \sigma}{\sigma - 1} [(\sigma + 1)n^4 + (2\omega + 5)\sigma n^3 + (\omega\sigma - 2\sigma^2 + \sigma - 1)n^2 + (\sigma - 7 - 3\omega - \sigma\omega)n\sigma - 2\sigma(1 + \omega)] + n(n^2 - 1)(n + 2) \frac{\sigma - 1}{\sigma} \right\} \quad (2.27)$$

$$Q_2 = \frac{\gamma}{2\sigma(2\omega a + b - 2a)} \{ 2n^4 + [2\omega\sigma + 2\omega + 10\sigma - 3]n^3 + [2\sigma\omega^2 + (5\sigma - 1)\omega + 3\sigma - 2\sigma^2 - 2]n^2 + [\sigma\omega^2(1 - 4\sigma) - (14\sigma^2 + 1)\omega + 3 - 9\sigma - 8\sigma^2]n - 2\sigma(\omega^2 + 4\omega + 3) \} \quad (2.28)$$

Donde γ en Q_2 depende de σ de la siguiente forma: $\gamma = \sigma \int_1^\sigma \left(\frac{\ln s}{s} - 1 \right) ds$. Nótese que, para este caso particular, el coeficiente Q_3 es nulo (la viscosidad no influye).

2.4.2.2. Número adimensional de Peclet

El número adimensional de Peclet (Pe) se define como el cociente entre el radio instantáneo del frente de llama (r) y el espesor del mismo (δ_l):

$$Pe = \frac{r}{\delta_l} \quad (2.29)$$

Es un número de gran importancia en el análisis de estabilidad en las llamas esféricas, ya que, para toda llama esférica, existe un Peclet a partir del cual comienzan a crecer las

inestabilidades en el frente de llama derivando, tras un tiempo de crecimiento, en una llama similar a un régimen turbulento. Bradley et al. [42] desarrollaron un estudio en el que se acuñaban los términos de “número de Peclet crítico” (Pe_c) y “número de Peclet crítico celular” (Pe_{cl}) relacionados con la expansión de las primeras grietas en el frente de llama y la aparición de un frente de llama completamente rugoso (inestable) respectivamente. Estos conceptos se desarrollarán más detalladamente en los siguientes apartados.

2.4.2.3. Análisis de estabilidad en llamas esféricas.

En el estudio realizado por Bradley en 1999 [41] se describen 4 etapas en la propagación de una llama esférica laminar, estas son: (1) propagación laminar estable, (2) agrietamiento del frente de llama y formación de celdas, (3) propagación de la llama celular, (4) propagación turbulenta.

La actuación del *stretch* no se puede estudiar de manera aislada (al igual que el resto de parámetros y efectos ya explicados anteriormente) y se debe tener en cuenta la naturaleza de la mezcla y, concretamente, del efecto termo-difusivo reflejado en el número de Lewis (Le) o número de Lewis efectivo (Le_{eff}), ver apartado 2.4.1.3. El análisis que se realiza a continuación es similar al de las llamas planas, sumando al cómputo de los efectos hidrodinámico y termo-difusivo el efecto del *stretch*.

Si en una mezcla de combustibles se cumple que $Le_{eff} < Le_{eff}^*$ (ver ecuación (2.30)) quiere decir que el efecto termo-difusivo es desestabilizador y que las inestabilidades crecen desde el inicio. La naturaleza de las inestabilidades desarrolladas en los primeros instantes será termo-difusiva, ya que el *stretch* en un principio podría anular aquellas derivadas del efecto hidrodinámico [32]. En estos casos, la etapa (1) mencionada anteriormente es inexistente, ya que la llama es inestable desde sus orígenes.

Contrariamente, en las combustiones que posean $Le_{eff} > Le_{eff}^*$ el efecto termo-difusivo es estabilizador y, por tanto, el único efecto capaz de acrecentar las inestabilidades es el hidrodinámico. El *stretch* de la llama esférica (la curvatura y la expansión de los quemados) produce un “estiramiento” del frente que frena, junto con el efecto termo-difusivo, el crecimiento de las inestabilidades hidrodinámicas. Sin embargo, se debe tener en cuenta que, aunque el número de Lewis sea mayor que el crítico, toda llama esférica es susceptible de desarrollar celularidad (llama visiblemente inestable) a partir de un punto, ya que el efecto del *stretch* cada vez es más débil (menor curvatura y estiramiento a medida que crece el radio del frente) y el efecto termo-difusivo estabilizador puede no contrarrestar las inestabilidades hidrodinámicas.

En el estudio realizado por Law et al. en 2005 [43], se plantea el cálculo del Lewis efectivo crítico (Le_{eff}^*) de la siguiente forma:

$$Le_{eff}^* = 1 - \frac{\sigma - 1}{\beta Q_2} (Q_1 + Q_3 Pr) \quad (2.30)$$

Para obtener la fórmula anterior se sigue el siguiente razonamiento: como se ha explicado, el Le_{eff}^* marca una situación límite, si $Le_{eff} = Le_{eff}^*$ quiere decir que las inestabilidades comienzan a crecer en el instante del inicio de la combustión, es decir, que $Pe_{cr}=0$ (o lo que es lo mismo, $r_{cr}=0$). En este momento, la tasa de crecimiento de las inestabilidades sería nula ($\Sigma=0$) y comenzaría a crecer en el instante siguiente. Por lo tanto, si se despejara el Le_{eff} de la ecuación (2.20) empleando también la ecuación (2.21), con $Pe=0$ y el número de onda que hiciera $\Sigma=0$, se obtendría Le_{eff}^* visto.

2.4.2.3.1. Radios críticos. Formas de obtención

Se ha mencionado anteriormente cómo para las combustiones de $Le_{eff} > Le_{eff}^*$ existe un radio crítico a partir del cual la llama es inestable debido al dominio del efecto hidrodinámico

sobre los demás; sin embargo, es conveniente precisar el concepto de “radio crítico” ya que, según el criterio, este puede adoptar diferentes definiciones.

La primera de ellas se refiere al radio a partir del cual las inestabilidades dejan de amortiguarse ya que su tasa de crecimiento (Σ), deja de ser negativa. Para este radio, se va a emplear el término de “radio crítico” (r_c) y está asociado con el número de Peclet crítico (Pe_{cr}) mencionado en el apartado 2.4.2.2. El radio de la esfera (r) tomará este valor en el instante en el que $\Sigma=0$, según el estudio realizado por Bechtold y Matalon (1987) [44]; a partir de ese instante, la llama se considera inestable, aunque visualmente no sea apreciable.

Bradley et al. [42] fijaron este radio crítico experimentalmente en el año 2000 en el instante de la aparición de las primeras grietas en el frente de llama (de un valor cercano al de $\Sigma=0$ estipulado por Bechtold y Matalon).

La segunda definición se refiere al radio que se alcanza en el instante en el que la llama es visiblemente inestable por el desarrollo de la celularidad (el concepto de “celularidad” se detalla más adelante). Este radio es el “radio crítico celular” (r_{cl}), también acuñado por Bradley et al. [42] en el mismo estudio y es clave en el análisis de estabilidad de llamas esféricas, ya que, en ese instante, la celularidad aumenta la superficie de la llama que se traduce en un incremento de la velocidad de combustión. El “radio crítico celular” está asociado con el número de Peclet crítico celular (Pe_{cl}), ya mencionado en un apartado precedente.

Para el cálculo del primero de los radios críticos mencionados (cuando $\Sigma=0$) se pueden emplear las curvas de crecimiento de inestabilidades a partir de las cuales se puede construir también la península de inestabilidad de una combustión. Ambos conceptos se explican en los siguientes apartados.

Para el radio crítico celular, los métodos usados en la literatura van desde la búsqueda del instante en el que la velocidad de combustión aumenta bruscamente [11], hasta métodos ópticos, a través del tratamiento de imágenes, que fijan ese radio en el momento en el que se capta visualmente el frente de llama celular [45].

a. Curvas de la tasa de crecimiento de inestabilidades

Las curvas de la tasa de crecimiento de inestabilidades son aquellas resultantes de la representación de Σ , ver ecuación (2.20), en función del número de onda (n) o de la longitud de onda (λ) de las inestabilidades para un radio concreto del frente de llama (es decir, para un instante de tiempo) [9],[44],[25]. En la siguiente figura se muestra un ejemplo de la morfología de estas curvas.

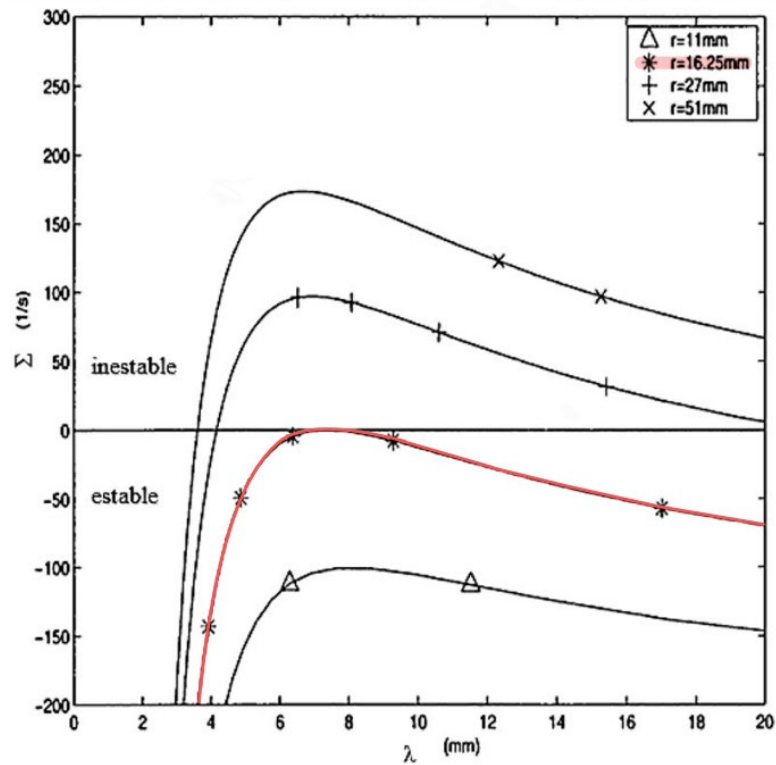


Figura 2.14. Tasa de crecimiento de inestabilidades para un radio (r) en función de la longitud de onda de las inestabilidades (λ), adaptado de [39].

En el mapa de curvas presentado en la figura anterior se distinguen dos regiones denominadas “estable” e “inestable”. Se encuentran separadas por el valor de $\Sigma=0$ que, como se ha mencionado antes, es el límite de estabilidad en una llama esférica. La curva marcada por color coral indica el radio crítico (r_{cr}) a partir del cual existen unas determinadas longitudes de onda cuya tasa de crecimiento es positiva (llama inestable).

b. Península de inestabilidad

Existe una forma de representar la región inestable de una llama en función del número de Peclet (o del radio) y del número de onda; a esta representación se la denomina “península de inestabilidad” [32]. En la siguiente figura se muestra un ejemplo de una península, en la que se distinguen dos regiones: la estable, donde para un Pe determinado las inestabilidades se amortiguan ($\Sigma < 0$); y la inestable (región amarilla), donde las inestabilidades tienen una tasa de crecimiento positiva y, si se deja un tiempo de crecimiento determinado, la llama podría evolucionar hasta hacerse celular.

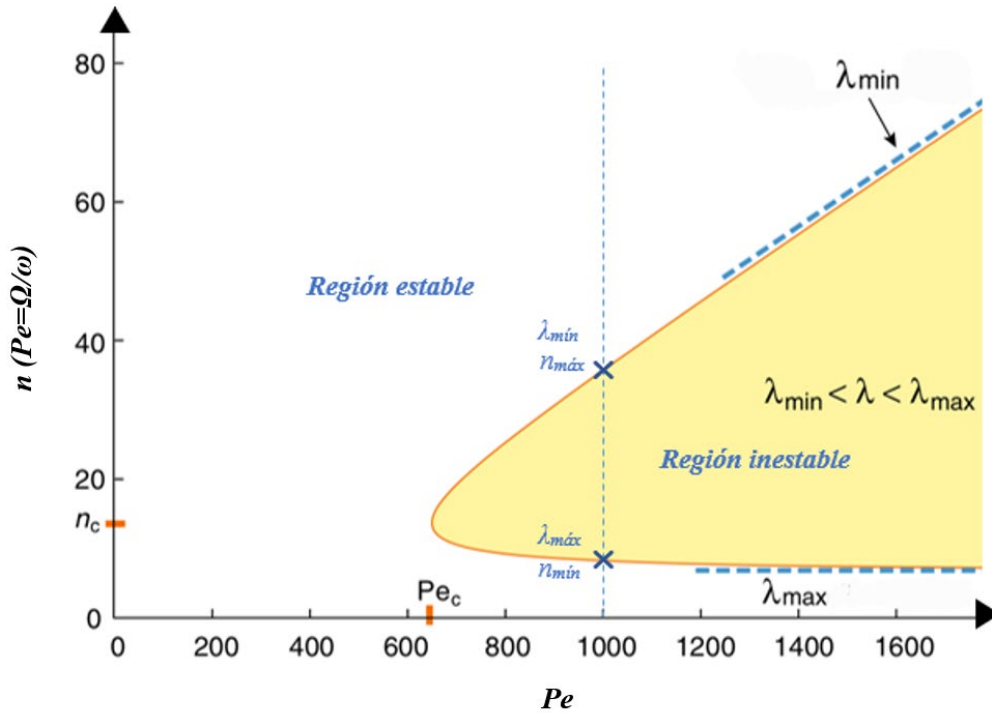


Figura 2.15. Península de inestabilidad. Adaptado de [32]

De la “nariz” de la curva de la península se obtiene el radio crítico (r_{cr}) o Peclet crítico (Pe_c), así como el número de onda crítico correspondiente (n_c); este valor se correspondería con el del radio color coral visto en la Figura 2.14. Por otro lado, para los números de Peclet superiores al crítico, la península indica el intervalo de números de onda (o longitudes de onda) que no se amortiguan y van a hacer inestable el frente de llama.

En la Figura 2.15 se puede observar que, a partir del Pe_c (región inestable), existen dos números de onda límites: $n_{mín}$ y $n_{máx}$, con sus correspondientes longitudes de onda $\lambda_{máx}$ y $\lambda_{mín}$. Para un radio concreto, crecerán las inestabilidades cuyo número de onda se encuentre en ese intervalo y se amortiguarán las que estén fuera de él. Estos límites máximo y mínimo cumplen, por tanto, la siguiente condición para cada radio o número de Peclet:

$$\Sigma = 0 = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \left(\omega - \frac{\delta_l}{r} \Omega \right) \Rightarrow \omega - \frac{\Omega}{Pe} = 0 \Rightarrow \left[Pe = \frac{\Omega}{\omega} \right] \quad (2.31)$$

Tal y como se ve en la Figura 2.15, este intervalo de inestabilidad se encuentra acotado inferiormente por una recta de pendiente prácticamente nula, que acoge todos los números de onda mínimos que toman un valor de $n_{mín} \approx 7$, ya que es el valor aproximado de n cuando la longitud de onda de la inestabilidad es del orden del radio de la llama esférica: $n = \frac{2\pi r}{\lambda} \approx 2\pi$. Por otro lado, el valor máximo del intervalo está delimitado por una recta cuya pendiente es $\frac{Pe}{n} = C$, donde C es una constante que depende del número de Lewis (es decir, de la composición y de las difusividades) [32]. Con esta condición, el número de onda mínimo que hace que la llama sea inestable cumple la siguiente relación:

$$\frac{Pe}{n} = C \Rightarrow \frac{r/\delta_l}{2\pi r/\lambda_{mín}} = C \Rightarrow [\lambda_{mín} = 2\pi C \delta_l] \quad (2.32)$$

En las curvas de las tasas de crecimiento de las inestabilidades, estos puntos (n_{min} y n_{max} o λ_{max} y λ_{min}) se pueden localizar gráficamente cuando la tasa corta con el eje x ($\Sigma=0$, misma condición que en la ecuación (2.31)), de la forma que muestra la figura siguiente.

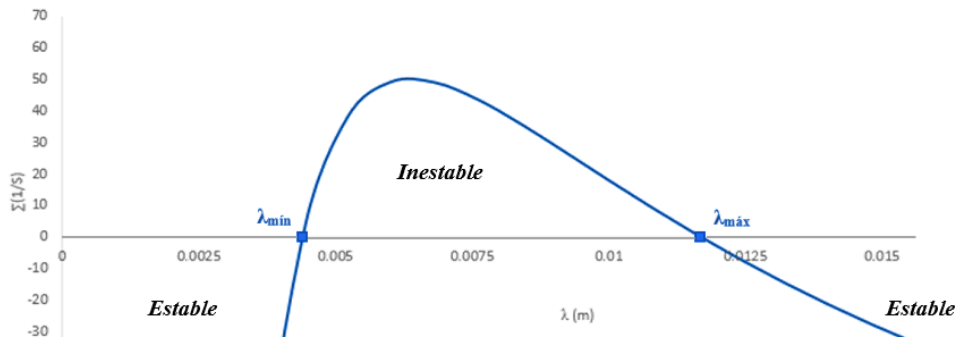


Figura 2.16. Tasa de crecimiento de inestabilidades y longitudes de onda límites para un radio determinado.

Si se hicieran coincidir los límites de la península de inestabilidad de un radio o Peclet concreto con los de la tasa de crecimiento de las inestabilidades correspondiente a ese radio, el conjunto visual quedaría tal y como se expone en la Figura 2.17.

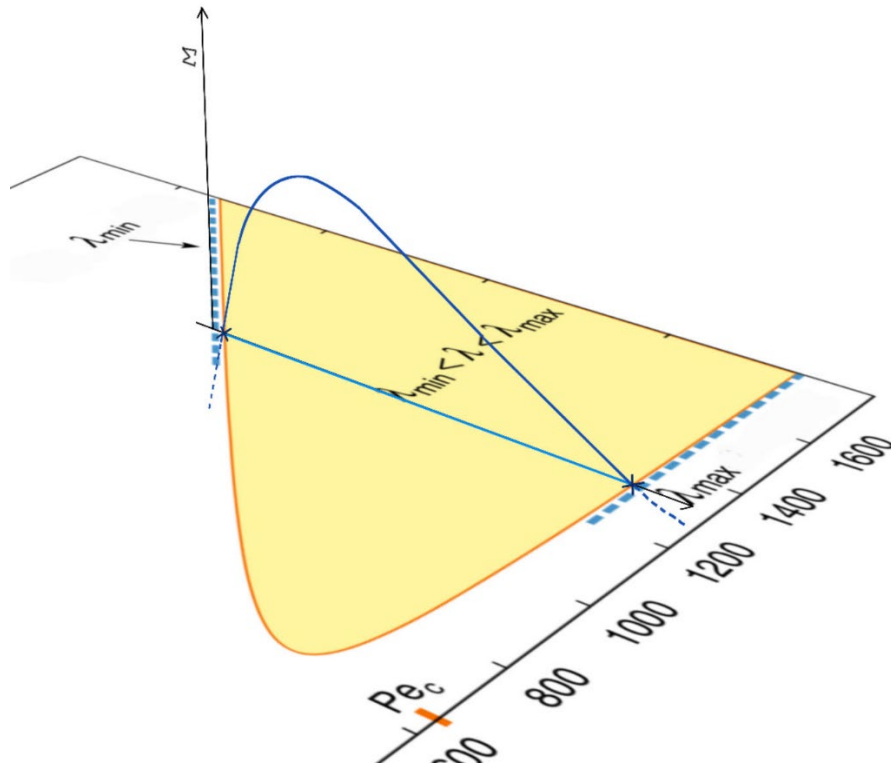


Figura 2.17. Conjunto de tasa de crecimiento de inestabilidades y península de inestabilidad.

2.4.2.3.2. Celularidad en llamas esféricas laminares

La celularidad es el fenómeno por el cual un frente de llama en una combustión laminar ve modificada su estructura debido a la magnitud de la amplitud de las inestabilidades intrínsecas al proceso. En este caso, la llama laminar sufre un inicio de auto-turbulencia (aceleración acentuada de la velocidad de combustión) al aumentar de manera brusca su superficie [25].

Durante este fenómeno, el frente se ve cubierto por celdas (arrugamiento del frente) cuyo tamaño medio es del orden de la λ_{min} correspondiente en ese instante [32]. En la siguiente

imagen se puede apreciar mediante fotografía Schlieren la evolución de un frente de llama liso hasta uno celular.

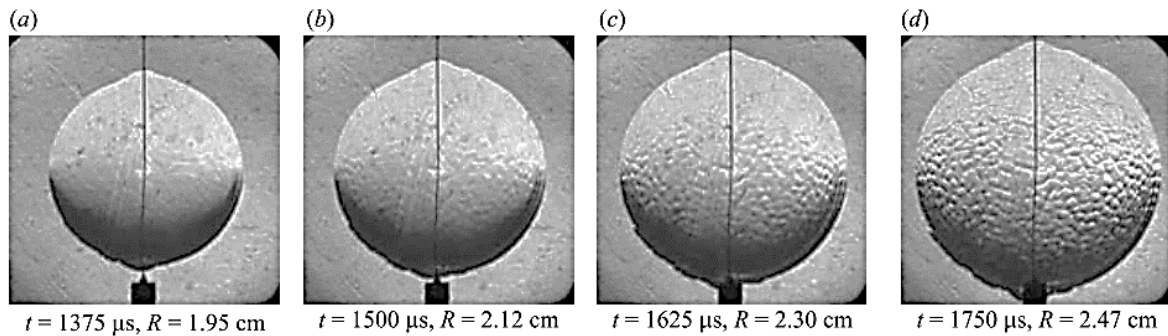


Figura 2.18. Transición de un frente de llama liso a uno esférico [46].

A pesar de que una llama pueda ser inestable desde un instante próximo al inicial (radio crítico pequeño), el fenómeno de la celularidad puede no manifestarse hasta pasado un tiempo, ya que es necesario el crecimiento de las inestabilidades para “romper” la estructura del frente y que se haga visible su carácter inestable.

Numerosos estudios han estudiado el inicio de la celularidad en llamas esféricas; a continuación, se presentan algunos de los más recientes. La investigación de H. Zhao et al. [40] determina 3 etapas en el desarrollo de la celularidad en mezclas con alto contenido en hidrógeno: ramificación de las grietas, aceleración de la combustión y celularidad extendida uniformemente en toda la superficie. X. Cai et al. [47] realizan un estudio sobre la auto-aceleración sufrida por la combustión debido a la celularidad y buscan una correlación entre esta y el número de Peclet para diferentes condiciones termodinámicas iniciales así como diferentes dosados para mezclas de $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$. Otro estudio propuesto por W. Kim et al. [48] determina experimentalmente para mezclas de H_2 /aire los dos números de Peclet acuñados por Bradley (ver apartado 2.4.2.2) en función de diferentes dosados.

CAPÍTULO 3

INSTALACIÓN EXPERIMENTAL Y METODOLOGÍA ANALÍTICA

3. INSTALACIÓN EXPERIMENTAL Y METODOLOGÍA ANALÍTICA

Para la elaboración de este trabajo se han analizado combustiones de H_2/CH_4 /aire, realizadas previamente, a través de los resultados proporcionados por el modelo de diagnóstico descrito en el apartado 2.2.2 del presente trabajo.

3.1. Instalación experimental

Cabe destacar que los experimentos estudiados se realizaron con anterioridad al inicio de este trabajo y fueron ejecutados en la instalación del Grupo de Investigación Reconocido de Motores Térmicos y Energías Renovables (MYER), del Departamento de Ingeniería Energética y Fluidomecánica de la Universidad de Valladolid. Dicha instalación consiste en una bomba de combustión a volumen constante de geometría cilíndrica de diámetro interior de 114 mm y longitud de 135 mm. Esta bomba posee dos ventanas de silicio fundido en los laterales del cilindro, las cuales permiten que un haz de luz atraviese la cámara de combustión para poder aplicar la técnica Schlieren ya descrita anteriormente.



Figura 3.1. Bomba cilíndrica y cámara de alta velocidad.

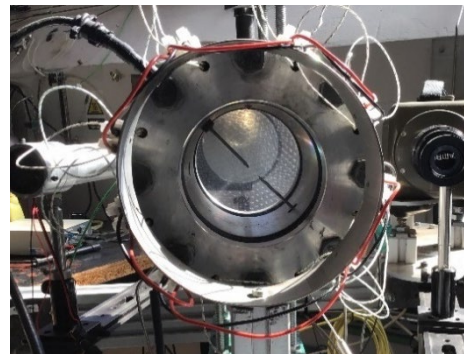


Figura 3.2. Vista frontal de la bomba cilíndrica. Electrodo encendedor.

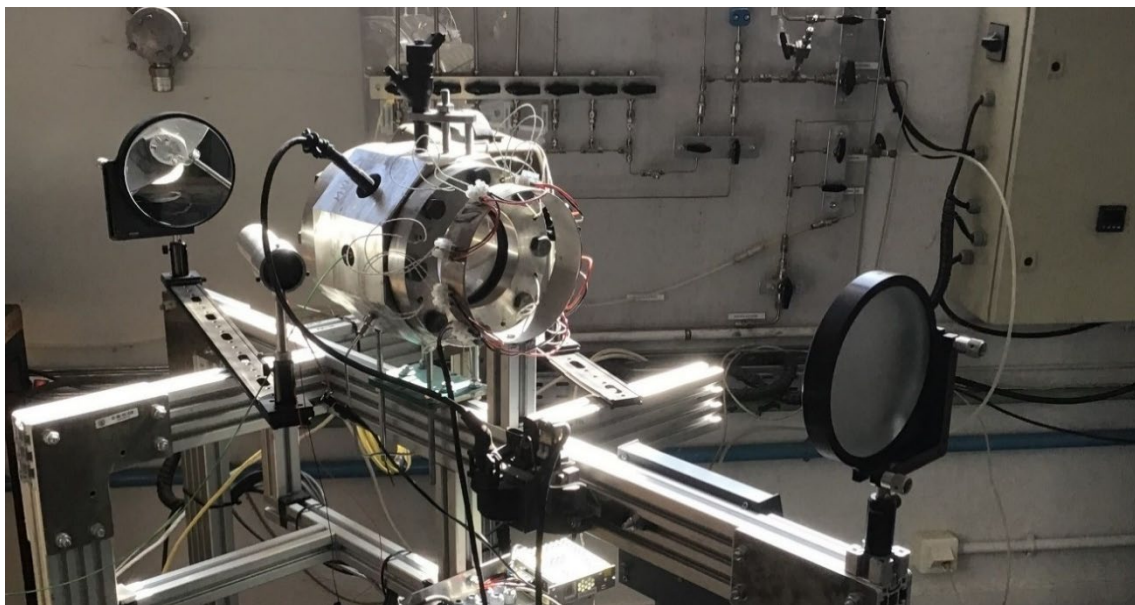


Figura 3.3. Cámara de combustión cilíndrica y espejos.

Otros elementos fundamentales de esta instalación son la cámara de alta velocidad PHANTOM V210 a 7000 imágenes/s (Figura 3.1), necesaria para la aplicación de esta técnica

óptica, y los espejos secundario y primario (ver Figura 3.3) donde se va a reflejar y dirigir el haz de luz enviado por la fuente luminosa; la disposición de este equipo es de tipo “Z”.

La cámara de combustión posee una perforación por donde son introducidos los combustibles gaseosos (en este caso, H₂ y CH₄); el aire necesario para la combustión, en cambio, es introducido a través de un conducto conectado a la red neumática. Las condiciones termodinámicas iniciales (p_i y T_i) en cada combustión son ajustadas mediante 4 transductores de presión piezorresistivos y una serie de resistencias eléctricas. Una vez introducida la mezcla de combustible y oxidante en la cámara, la combustión se inicia con una chispa generada por dos electrodos en el centro de la bomba (ver Figura 3.2); seguidamente, el frente de llama de geometría esférica barre la cámara de combustión provocando un aumento de presión cuya evolución registra a través de un transductor piezoeléctrico (Kistler tipo 7063).

3.2. Metodología analítica

En el presente trabajo se realiza un estudio de estabilidad en llamas de CH₄/H₂/aire centrado en la naturaleza y origen de las inestabilidades. Para ello se analizan 4 aspectos fundamentales de una llama esférica:

1. Límites de estabilidad de las llamas según la longitud de onda de las perturbaciones (λ).
2. Naturaleza estable o inestable de la llama.
3. Tasa de crecimiento de las inestabilidades (Σ) y contribuciones de los diferentes efectos (hidrodinámico y termo-difusivo).
4. Factores determinantes en la aparición de celularidad en la llama.

En el estudio realizado se analizan mezclas con diferentes porcentajes de hidrógeno para determinar la influencia de este combustible en la estabilidad de una llama, concretamente en el origen y naturaleza de las inestabilidades intrínsecas a un proceso de combustión. Para aislar el efecto del hidrógeno de otras posibles variables influyentes, se han seleccionado experimentos con $F_r=1$ (dosado estequiométrico); $p_i=1 \text{ atm}$ (presión inicial baja); $T_i=40 \text{ }^\circ\text{C}$ (temperatura inicial baja), con la excepción de que, en el experimento de hidrógeno puro (100% H₂) la temperatura inicial es ligeramente superior ($T_i=43 \text{ }^\circ\text{C}$), aunque esta diferencia no se considera determinante.

Seguidamente se presenta una tabla a modo de resumen con los experimentos analizados, sus condiciones iniciales y el código de color empleado.

N.º experimento	Código	Composición		F_r	$P_i \text{ (atm)}$	$T_i \text{ (}^\circ\text{C)}$
		%H ₂	%CH ₄			
1	BC_0024	0	100	1	1	40
2	BC_0006	20	80	1	1	40
3	BC_0012	50	50	1	1	40
4	BC_0018	80	20	1	1	40
5	BC_0030	100	0	1	1	43

Tabla 3.1. Resumen de experimentos analizados en el Estudio 1: influencia del % de H₂ en la estabilidad de una llama esférica laminar.

Los aspectos examinados en este primer estudio, aunque ya mencionados anteriormente, se presentan en los siguientes apartados, en los que se detalla cuál es el método seguido en cada uno de ellos.

3.2.1. Límites de estabilidad de las llamas según la longitud de onda de las inestabilidades (λ)

La península de inestabilidad es la representación gráfica de los límites de estabilidad en una combustión. Su fundamento teórico se encuentra en el apartado 2.3, en la sección titulada “Península de inestabilidad”, pág. 31. Se ha construido esta península para cada una de las combustiones analizadas a través de una nueva función introducida en el modelo de diagnóstico que, mediante métodos numéricos, calcula los números de onda para los que la tasa de inestabilidad es nula, es decir, los n para los que se cumple que $\Sigma = 0 \Rightarrow \left[Pe = \frac{\Omega}{\omega}\right]$, ver ecuación (2.20). A través de la representación de estas penínsulas se pueden extraer parámetros significativos que permitirán determinar la naturaleza o comportamiento de una combustión.

El resto de aspectos estudiados se encontrarán supeditados a los resultados extraídos del mapa de penínsulas obtenido.

3.2.2. Naturaleza estable o inestable de la combustión

En el apartado 2.4.2.3 de este trabajo, se explicaban las condiciones que se tienen que dar en una llama esférica para que esta se considere inestable; en él se concluía que, a partir de un punto, toda llama esférica es susceptible de desarrollar inestabilidades. Se recuerda que la diferencia entre una llama esférica considerada inestable desde sus orígenes y otra que desarrolla inestabilidad solo a partir de un cierto radio reside en la naturaleza del efecto termo-difusivo.

Como se vio en el mismo capítulo (apartado 2.4.2.3), dentro del efecto termo-difusivo (representado por $-\frac{\Omega}{Pe}$) están los efectos estabilizadores de la difusión térmica y viscosa (coeficientes Q_1 y PrQ_3 respectivamente) y el de la difusión másica (coeficiente $\frac{\beta(Le_{eff}-1)}{\sigma-1}Q_2$), que puede ser estable (si >0) o inestable (si <0) dependiendo del valor del número de Lewis efectivo.

El parámetro clave para determinar la naturaleza de la llama es el número de Lewis efectivo (Le_{eff}), cuyo valor debe ser comparado con el número de Lewis efectivo crítico (Le_{eff}^*). El Le_{eff} solo depende de la composición del combustible y del dosado (F_r) y, por consiguiente, se mantiene constante a lo largo de todo el proceso de combustión. Por tanto, todas aquellas combustiones que tengan $Le_{eff} > Le_{eff}^*$ son consideradas estables en origen y solo desarrollan inestabilidades a partir de un radio determinado y únicamente por efecto hidrodinámico; en caso contrario las llamas son siempre inestables (con inestabilidades de naturaleza termo-difusiva al inicio). El número de Lewis efectivo se extrae directamente del modelo de diagnóstico aplicado a cada una de las mezclas.

La explicación del valor del parámetro del Le_{eff}^* se puede ver gráficamente mediante el desplazamiento de la península de estabilidad, tal y como se muestra en la siguiente figura.

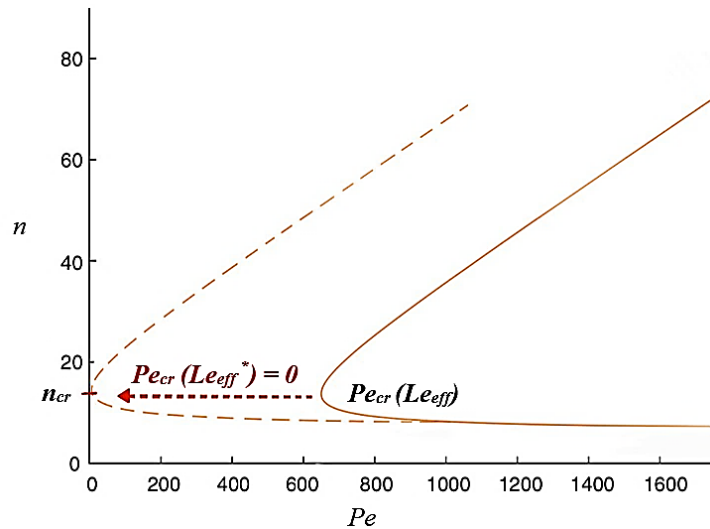


Figura 3.4. Representación gráfica del valor del Lewis efectivo crítico.

De la figura anterior se extrae que el parámetro (Le_{eff}^*) sería el valor del número de Lewis efectivo (Le_{eff}) si el vértice de la península de inestabilidad coincidiera con el eje de ordenadas (es decir, $Pe_{cr}(Le_{eff}^*) = 0$ con $\Sigma = 0$).

Por consiguiente, para calcular el número de Lewis crítico, se va a emplear la ecuación (2.30), usando los valores de los coeficientes Q_1 , Q_2 y Q_3 , así como el resto de parámetros, correspondientes al punto de Pe_{cr} y n_{cr} propios de cada combustión (vértice de la península). Cuanto mayor sea el valor del Le_{eff} , más desplazada a la derecha se verá la península.

Es necesario señalar que únicamente obteniendo el Le_{eff} de una combustión no se puede determinar la prontitud con la que va a aparecer la celularidad en la llama de manera visible; simplemente se podrá señalar la naturaleza de las inestabilidades (hidrodinámica o termo-difusiva) así como el instante del inicio de su crecimiento. En el último apartado de este capítulo se discutirá brevemente la influencia de algunos parámetros en la aparición visible de celularidad en una llama.

3.2.3. La tasa de crecimiento de las inestabilidades (Σ) y las contribuciones de los diferentes efectos (hidrodinámico y termo-difusivo)

Siguiendo la línea marcada por el primer apartado, resulta interesante representar gráficamente la tasa de crecimiento de las inestabilidades, $\Sigma = f(\lambda)$ (ver Figura 2.16 y ec. (2.20)).

Esta tasa de inestabilidades Σ es función de la contribución de los efectos hidrodinámico (ω) y termo-difusivo ($-\frac{\Omega}{Pe}$) multiplicados por la tasa de crecimiento de la esfera ($\frac{1}{r} \frac{dr}{dt}$); por esta razón, resulta importante estudiar la evolución de estas contribuciones a lo largo de la combustión. Según los resultados que se obtengan del número de Lewis en el apartado anterior, se estudiarán el o los experimentos más interesantes para el análisis de estabilidad de una llama.

3.2.4. Celularidad

Para este aspecto de la combustión, solo se va a realizar un análisis cualitativo en función de las imágenes de las combustiones obtenidas por la fotografía Schlieren. En él se trata de establecer qué combustiones desarrollan celularidad antes de la extinción de la llama (por su choque con las paredes de la cámara de combustión), así como de buscar factores determinantes y no determinantes para la aparición de este fenómeno.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

4. RESULTADOS

4.1. Límites de estabilidad de las llamas según la longitud de onda de las inestabilidades (λ)

Tal y como se adelantó en el capítulo anterior, el primer aspecto estudiado son los límites de estabilidad, reflejados en las penínsulas, ya que contienen información de interés para el análisis de otros parámetros. La siguiente figura recoge el conjunto de las penínsulas de los diferentes experimentos estudiados.

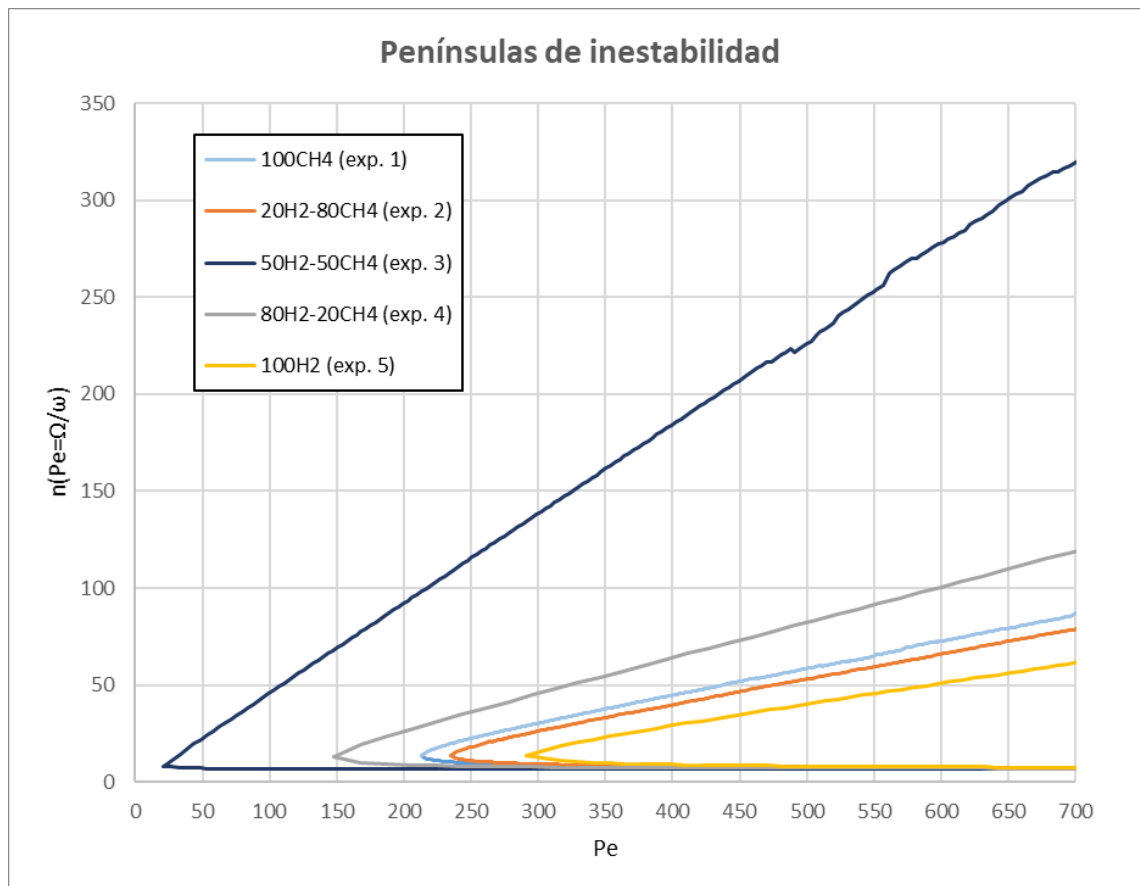


Figura 4.1. Penínsulas de inestabilidad en función del %H₂.

Lo primero que puede llamar la atención es que el vértice del experimento 3 se encuentra situado cerca del eje vertical, por lo que desarrollará inestabilidades desde casi el inicio de la combustión; aunque esto, como se verá más adelante, no quiere decir necesariamente que la celularidad aparezca de manera más temprana. El ancho de la península indica que existen más longitudes de onda capaces de generar inestabilidad en el frente de llama.

Un parámetro clave en la península de inestabilidad es el vértice, caracterizado principalmente por el número de Peclet crítico (Pe_{cr}); a partir de este punto, para determinados números de onda, la tasa de crecimiento de las inestabilidades comienza a ser positiva. Se recuerda que el número de Peclet crítico depende del número de Lewis (ver ecuaciones (2.21) y (2.31)), por lo tanto, se considera conveniente representar ambos parámetros para cada combustión.

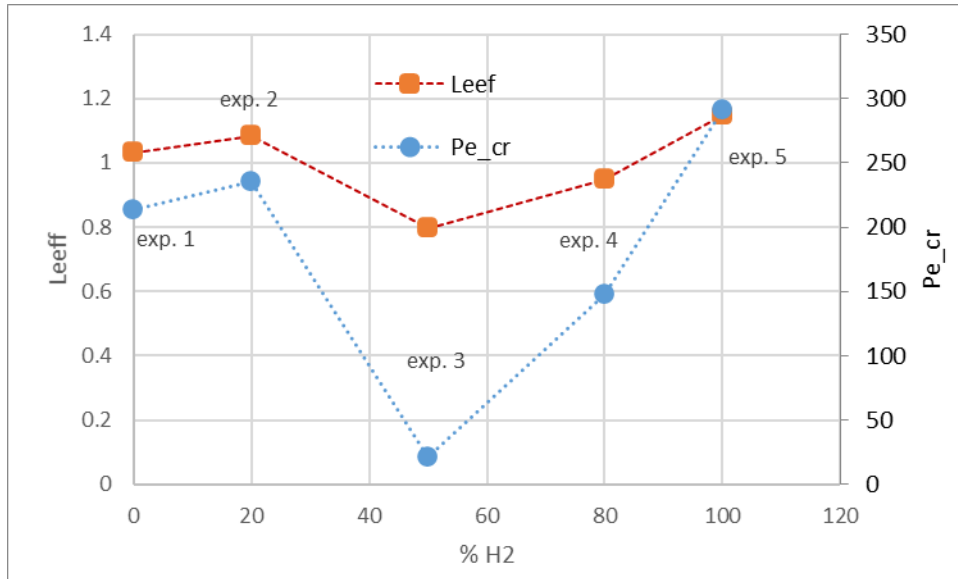


Figura 4.2. Comparación Le_{ef} y Pe_{cr} con %H₂.

En la anterior gráfica se puede ver que el número de Lewis y el número de Peclet crítico tienen una tendencia similar, lo que quiere decir que Le_{eff} es un parámetro influyente en la localización de la península y, por tanto, en el inicio del crecimiento de las inestabilidades. El valor de los diferentes números de Lewis se analiza más detenidamente en el siguiente apartado.

4.2. Naturaleza estable o inestable de la combustión

El segundo aspecto del estudio se centra en el número de Lewis y el número de Lewis crítico en función del contenido en H₂, gracias a lo cual se puede entender la distribución de las penínsulas anteriores, ver Figura 4.1 y Figura 4.2.

A continuación, se muestra gráficamente el valor del número de Lewis de cada combustión junto con su número de Lewis crítico, para facilitar su comparación y determinar así la naturaleza de la combustión.

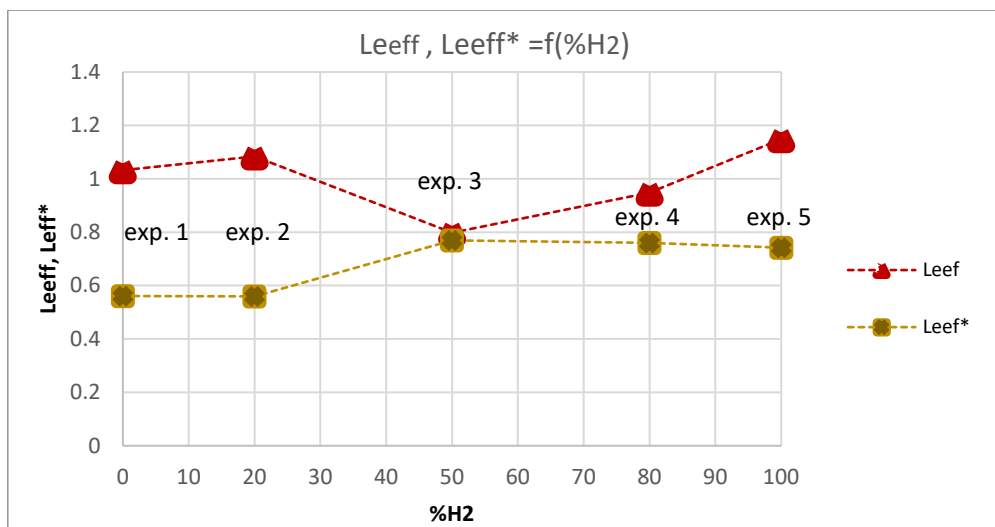


Figura 4.3. Lewis efectivo, Lewis crítico y tasa de Lewis vs. %H₂

La gráfica anterior determina globalmente que todas las combustiones estudiadas son estables en su origen (efecto termo-difusivo estabilizador) porque $Le_{eff} > Le_{eff}^*$. Es necesario

destacar que el Le_{eff} del experimento 3 (50% H_2) tiene un valor muy cercano a su Le_{eff}^* , lo que explica que el vértice de su península se encuentre prácticamente en el eje vertical (ver Figura 4.1). De esto se puede deducir que, en este caso, el efecto termo-difusivo tiene muy poco poder estabilizador al encontrarse cercano al límite de estabilidad y, por tanto, las inestabilidades hidrodinámicas se encontrarán amortiguadas al inicio de la combustión únicamente por el *stretch*, de ahí que esta llama comience a ser inestable casi desde el origen. Este aspecto se verá más claro en el siguiente apartado, cuando se representen las contribuciones a la tasa de inestabilidad de cada uno de los efectos.

Un comentario aparte merece la evolución global del número de Lewis en función del contenido en hidrógeno, la cual posee un mínimo en el mencionado experimento 3 y a partir de este, un crecimiento hasta el 100% de H_2 . Una tendencia similar a la aquí presentada se observa en la investigación realizada por D. Lapalme en 2017 [36], en la cual el número de Lewis de una mezcla de CH_4/H_2 ($Fr=1$ y $p_i=0,1$ MPa) alcanza su mínimo en 0,6 de fracción molar de hidrógeno (60% en volumen). A continuación, se presenta una gráfica en la que se han superpuesto los valores del número de Lewis efectivo de este trabajo y del trabajo realizado por Lapalme.

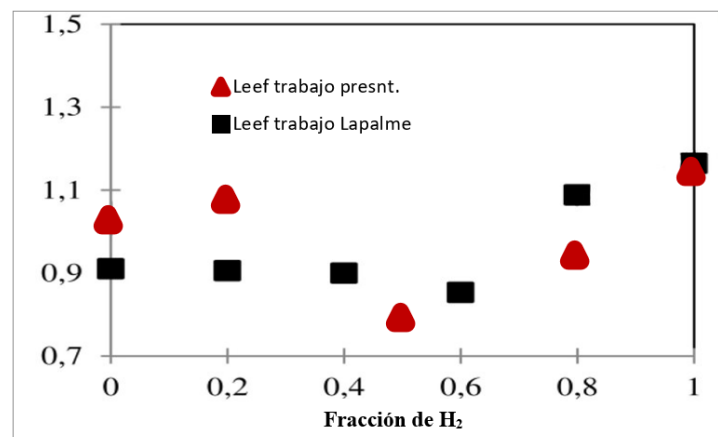


Figura 4.4. Comparación tendencia Lewis efectivo (Le_{eff}) en función del % de H_2 : trabajo presente y trabajo de Lapalme

D. Lapalme, basándose en un estudio de mezclas de H_2/CH_4 /aire realizado por E. C. Okafor et al. en el año 2014 [49], concluye que el efecto del hidrógeno en la mezcla se hace presente (dominante) sobre todo a partir del 70% de concentración. Sarli y Benedetto (2007) [50] en un estudio de velocidades de combustión laminar de mezclas de estos mismos combustibles, dividieron el comportamiento de estas en función de la concentración de hidrógeno (fracción molar X_{H_2}), de manera que mezclas de contenido $0 \leq X_{H_2} < 0,5$ eran combustiones con efecto del metano dominante; las de $0,5 \leq X_{H_2} < 0,9$, de transición y de 0,9 a 1 eran combustiones con efecto del hidrógeno dominante.

La investigación realizada por M. Reyes et al. en el año 2018 [51], también sobre velocidades de combustión laminar de mezclas de metano e hidrógeno, muestra cómo existe una clara diferencia entre combustiones de bajo contenido en hidrógeno (hasta 30%) y de alto contenido en hidrógeno (a partir del 75%) mientras que, en este caso, la del 50% es la transición entre ambas, ver figura Figura 4.5.

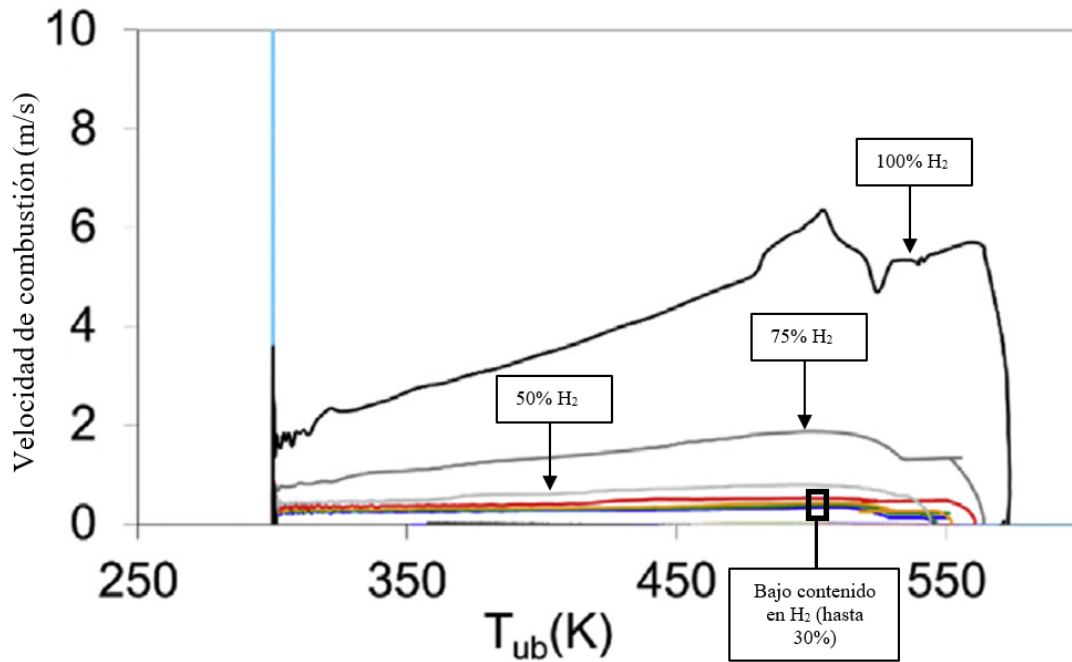


Figura 4.5. Efecto del hidrógeno en la velocidad de combustión laminar. Adaptado de [51].

Aunque en este trabajo no se estudie la velocidad de combustión de manera directa, esta puede ser un indicativo del dominio de un reactante en una combustión. Los números de Lewis obtenidos en este trabajo tienen un comportamiento similar a las velocidades de combustión de [51] mostradas en la figura anterior: los experimentos 1 y 2 poseen valores de Le_{eff} similares (baja influencia del H_2), en el 50% se produce un cambio de tendencia (transición) para luego crecer en los experimentos 4 y 5 con el aumento del H_2 (dominio del hidrógeno).

Un estudio realizado sobre combustiones de mezclas de combustibles (entre ellas CH_4/H_2) por Hu et al. en 2009 [52] habla del dosado relativo global (Φ) y de dosado relativo específico (Φ_i) de cada uno de los combustibles. El siguiente gráfico, sacado de este estudio, muestra la relación entre ambos dosados.

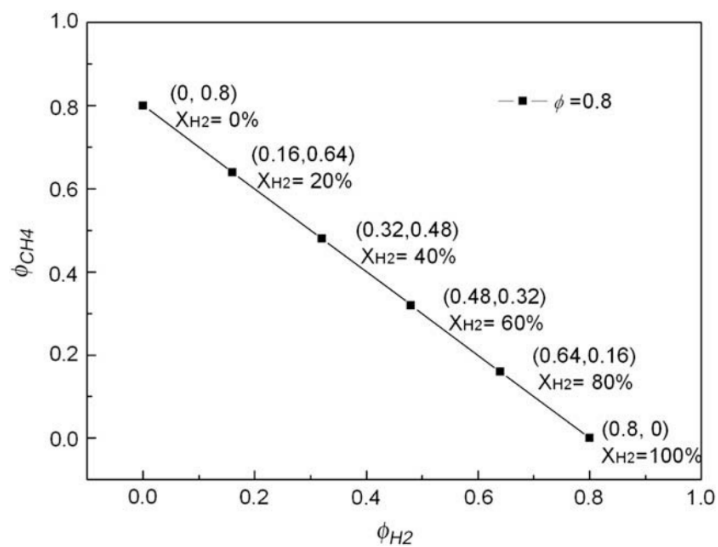


Figura 4.6. Relación entre dosado global, dosado específico en función del contenido de hidrógeno [52].

El comportamiento del número de Lewis para las diferentes mezclas anteriormente mostrado se podría explicar teniendo en cuenta el posible combustible dominante (ya especificado en los párrafos previos) y el dosado relativo específico (Φ_i o Fr_i) de este combustible en cada una de ellas:

- **Experimentos 1 y 2 (metano dominante):** al dominar el metano en estos experimentos y siguiendo la Figura 4.6, los dosados específicos del metano serán 1 y 0.8 respectivamente. El comportamiento del metano, al ser un hidrocarburo, tiende a ser más estable inicialmente con dosados pobres (es decir, que el número de Le es alto si $Fr_{CH_4} < 1$), ver [53]. Esto explica que el número de Lewis aumente ligeramente en el experimento 2, aunque este es poco significativo.
- **Experimentos 4 y 5 (hidrógeno dominante):** los dosados relativos del hidrógeno en estos casos serán de 0.8 y 1 respectivamente. Al contrario que en los hidrocarburos, el hidrógeno desarrolla antes las inestabilidades con dosados pobres, aunque se debe tener en cuenta que el hidrógeno tiende a volverse celular más rápidamente que los hidrocarburos en general, ver [53], [11], [10]. Sabiendo esto, no es extraño que el número de Lewis crezca para estos experimentos, ya que, al aumentar el contenido de hidrógeno, su dosado específico tenderá a crecer.
- **Experimento 3 (transición):** en este punto, a pesar de que el hidrógeno no tenga un dominio claro sobre el metano, en la mezcla del 50% de las velocidades de combustión (ver [51]) se puede ver cómo el hidrógeno podría prevalecer sobre el metano, ya que la velocidad en este caso es ligeramente mayor que la media de las de bajo contenido en H_2 . Siguiendo el razonamiento de dosados específicos anteriormente planteado, tanto el hidrógeno como el metano tendrán un dosado de 0.5. Al igual que en las velocidades, prevalece aparentemente el efecto del hidrógeno pobre (más inestable) que el del metano pobre (más estable), lo cual podría explicar que el número de Lewis en esta combustión sea el más bajo.

Una vez concluido el estudio de este aspecto, se recuerda que cuando se habla de naturaleza estable o inestable de una combustión se refiere sobre todo a la estabilidad del efecto termo-difusivo al inicio de la combustión y si es capaz de contrarrestar, junto con el *stretch*, las inestabilidades hidrodinámicas en su origen.

4.3. Tasas de crecimiento de las inestabilidades (Σ) y contribuciones de los efectos

Para el análisis de este apartado, se han obtenido las tasas de crecimiento de inestabilidad en función del radio (o Peclet) para cada combustión. El objetivo de esto es el poder estudiar las contribuciones de los diferentes efectos en esta tasa y comprobar que el resultado sea coherente con todo lo adelantado en los apartados previos (especialmente en lo concerniente a la naturaleza de las inestabilidades descrito en el análisis del Le_{eff}).

En este apartado se va a estudiar detenidamente el experimento 3 (50% de H_2) ya que es el más cercano a la situación crítica de $Le_{eff} = Le_{eff}^*$ donde el efecto termo-difusivo cambia su naturaleza; también se realizarán comparaciones con el resto de experimentos.

4.3.1. Tasa de crecimiento de inestabilidades del experimento 3 (50% H_2)

Para el estudio de esta combustión se ha seleccionado una serie de radios con los que se pretende cubrir el desarrollo de la llama en su recorrido por la cámara de combustión. Lo primero que se estudia es la tasa de crecimiento de inestabilidad para cada uno de estos radios (ver Figura 4.7), esto permite visionar de manera global la evolución de las inestabilidades.

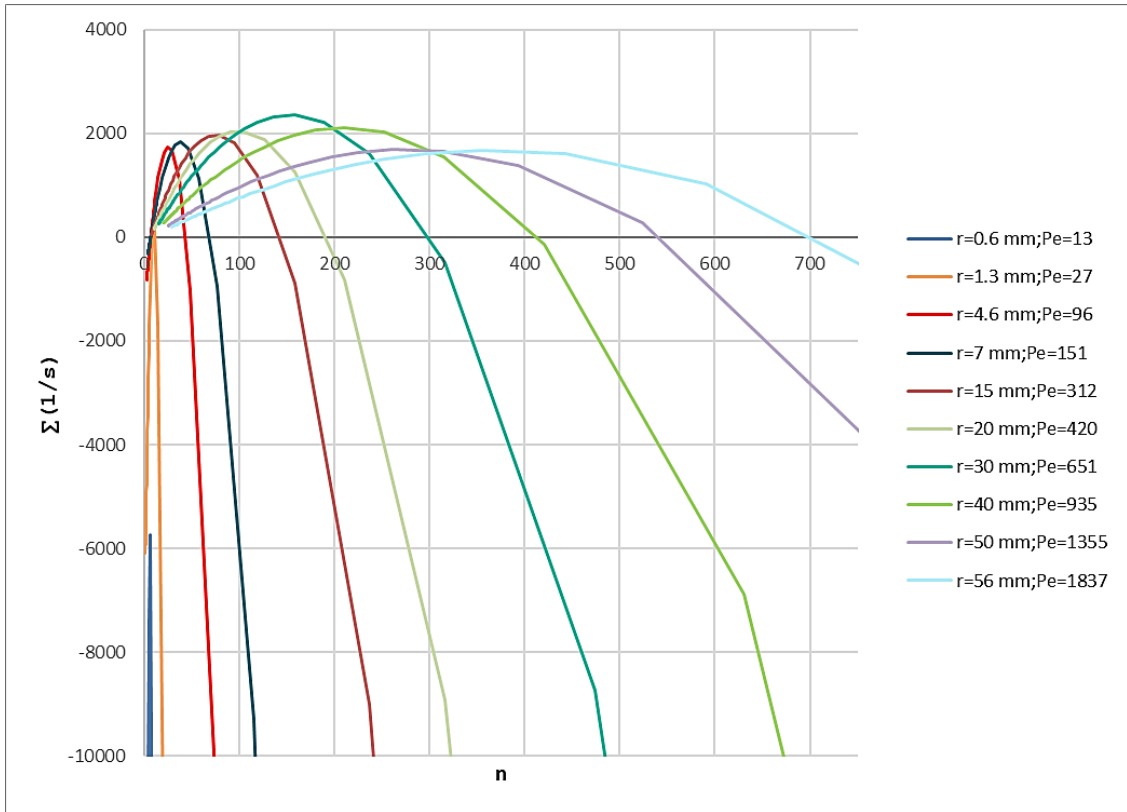


Figura 4.7. Tasa de crecimiento de las inestabilidades para diferentes radios del frente de llama.

Dado que la tasa de crecimiento de inestabilidad para los radios más pequeños no se aprecia de manera clara en la figura anterior, se los representa en una gráfica aparte que se muestra a continuación.

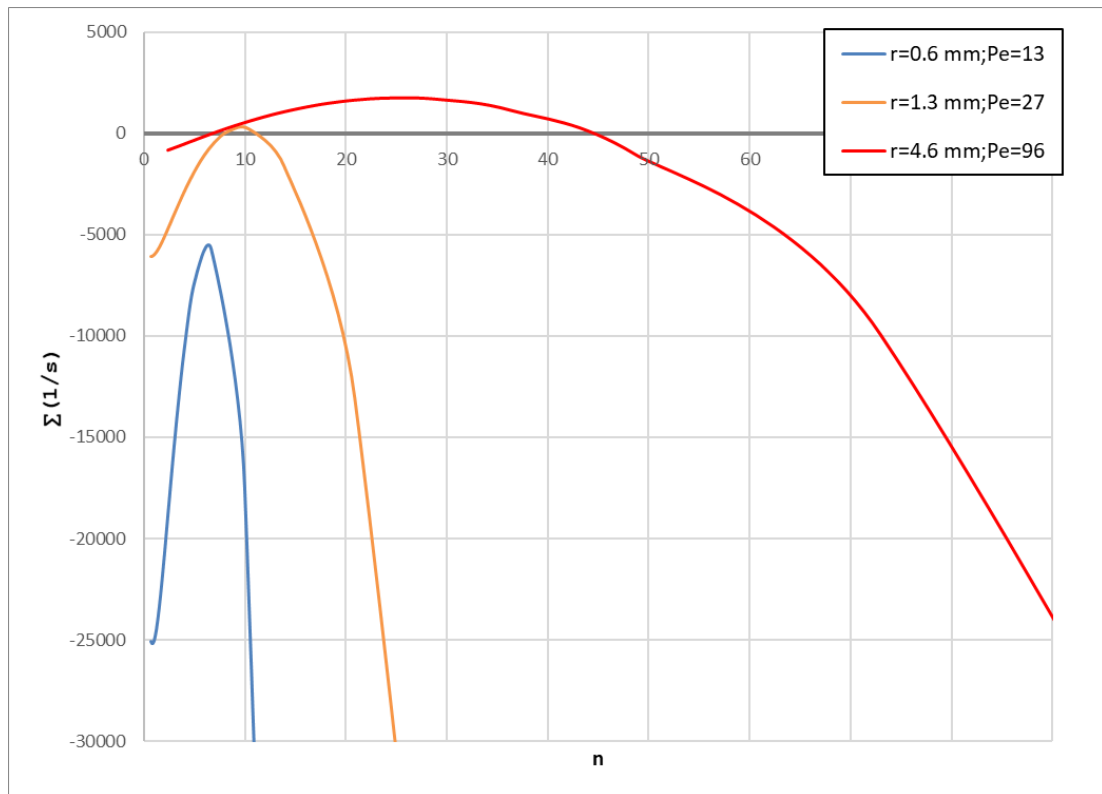


Figura 4.8. Tasa de crecimiento de inestabilidad para radios menores a 5mm.

De las figuras anteriores se extrae que el radio crítico de este experimento será $r_{cr} \approx 1.3\text{mm}$ y $Pe_{cr}=27$, ya que esta curva es prácticamente tangente a 0 (además, es donde se encuentra situado el vértice de la península); por esta razón es lógico que la tasa de crecimiento de $r = 0.6\text{mm}$ sea siempre negativa. Otra observación importante es que, una vez superado el radio crítico, el intervalo de número de onda inestables ($\Sigma(n)>0$) se ensancha con el aumento del Peclet, lo que es coherente con la morfología de la península de inestabilidad (ver Figura 4.1).

En los radios iniciales de la combustión de este experimento 3, existe una aceleración de la tasa de inestabilidad máxima, para luego, en los radios más grandes experimentar una ligera deceleración. La aceleración inicial se puede visualizar más claramente si se compara el crecimiento en los primeros instantes del desarrollo de la llama con el del resto de experimentos, tal y como muestra la siguiente gráfica.

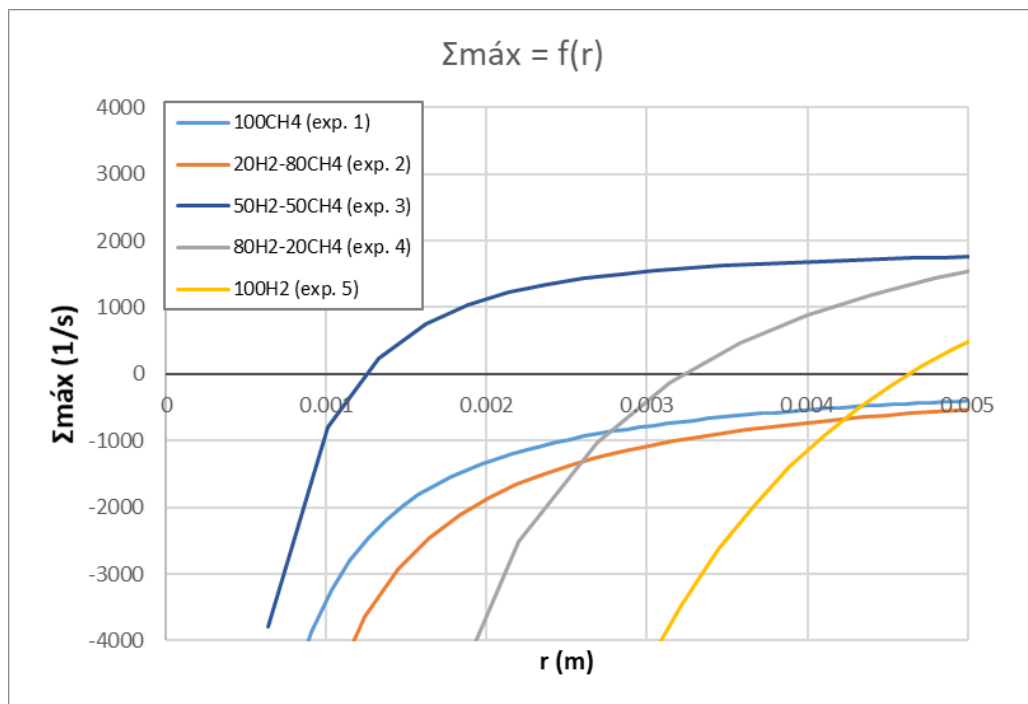


Figura 4.9. variación de $\Sigma_{máx}$ para radios pequeños (menores a 5 mm)

En esta gráfica se puede ver cómo las tasas de crecimiento máximas en el experimento 3 (azul oscuro) sufren un incremento más rápido que en los otros casos; esto tiene su fundamento en el análisis del número de Lewis realizado anteriormente: al encontrarse muy cercano al límite de estabilidad del efecto termo-difusivo ($Le_{eff} = Le_{eff}^*$) las inestabilidades hidrodinámicas se ven poco frenadas por este efecto y su contribución a la tasa de crecimiento Σ se refleja en una etapa más temprana de la combustión. Esto se podrá apreciar más claramente gracias a la representación de las contribuciones de los efectos que se realiza en el siguiente apartado.

Por otro lado, la gráfica anterior también refleja dos claros comportamientos de las mezclas: las de influencia dominante del CH_4 (experimentos 1 y 2) y las de influencia dominante (o, al menos, notable en el caso del experimento 3) del H_2 en el resto de experimentos, lo que es coherente con las explicaciones ofrecidas en el análisis del número de Lewis.

4.3.2. Contribuciones de los efectos hidrodinámico y termo-difusivo a la tasa de crecimiento de inestabilidades (experimento 3)

En este subapartado se van a estudiar los efectos termo-difusivo e hidrodinámico y sus contribuciones a la tasa de crecimiento de las inestabilidades. Como se adelantó en el apartado anterior, el experimento que más interés despierta en este análisis, debido a su naturaleza, es el de 50% de hidrógeno (experimento 3).

En primer lugar, se representan las contribuciones de las inestabilidades tanto hidrodinámicas (ω) como termo-difusivas ($-\frac{\Omega}{Pe}$) para diferentes radios o números de Peclet. Se recuerda que para obtener la tasa de crecimiento global (Σ), estas contribuciones están multiplicadas por $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt}$ (ver ecuación(2.20)) por encontrarse en el frente de una llama esférica en expansión. A los factores ω y $-\frac{\Omega}{Pe}$ se los denominará contribuciones, por tener carácter adimensional, mientras que a $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \omega$ y $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \left(-\frac{\Omega}{Pe}\right)$ se los denominará tasas hidrodinámica y termo-difusiva respectivamente al tener unidades de s^{-1} .

En este caso, no se va a tener en cuenta este factor de $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt}$ puesto que lo que se busca es el análisis de manera aislada de la naturaleza de ambos efectos, es decir, sin influencia de la velocidad de avance de la llama. Al final del apartado se mostrará su comportamiento teniendo en cuenta la velocidad y el radio del frente, aunque, como se verá no cambia en esencia la actuación de los efectos.

4.3.2.1. Contribución del efecto termo-difusivo

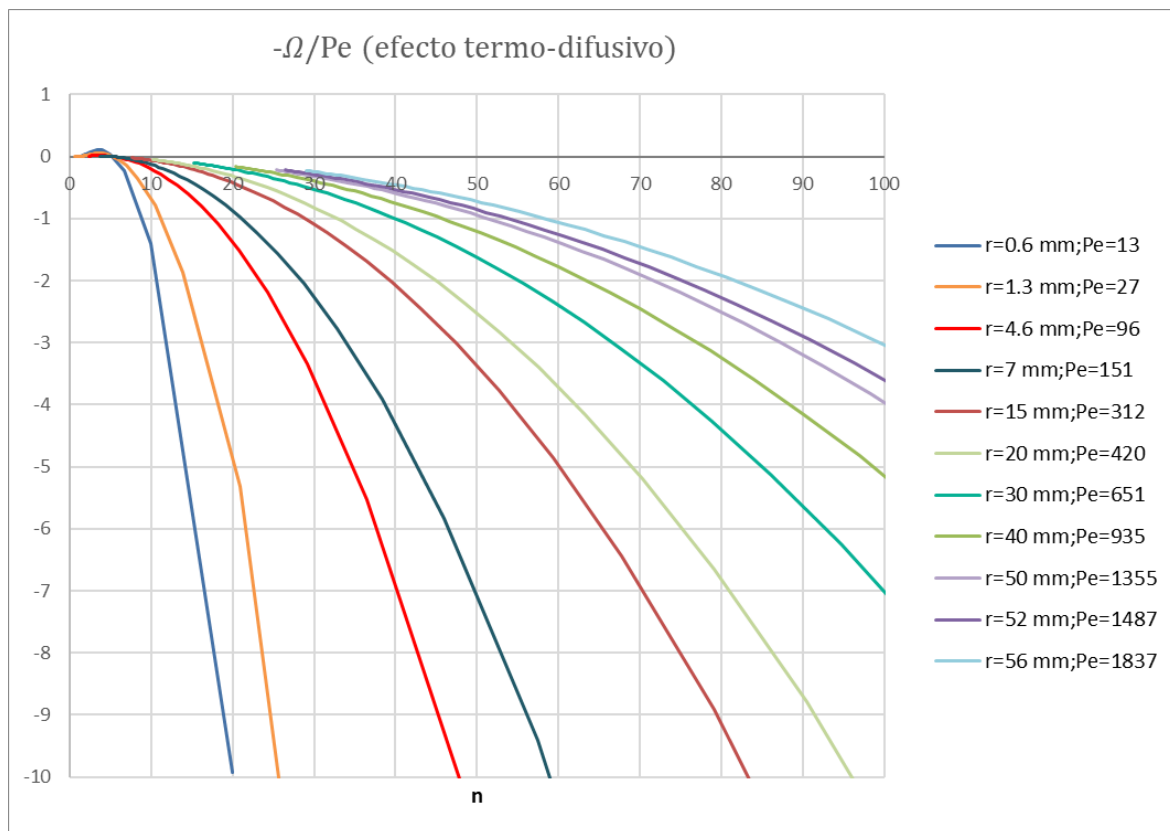


Figura 4.10. Contribuciones del efecto termo-difusivo a la tasa de inestabilidad.

Tal y como se ha explicado, a pesar de que esta combustión se encuentre cercana al Lewis crítico, el efecto termo-difusivo es, de manera general, estable (la velocidad de crecimiento de las inestabilidades se amortigua). Conviene estudiar los radios o Peclet más pequeños ya que son los instantes críticos para el análisis de este efecto: a medida que la esfera crece, el efecto termo difusivo va perdiendo influencia, pues es inversamente proporcional al Peclet, y adquiere mayor importancia el hidrodinámico.

Para comparar el resultado anterior con la morfología de la contribución de un efecto termo-difusivo inestable, se ha sustituido el valor del Le_{eff} propio de este experimento 3 por uno claramente menor que el Le_{eff}^* al que se le denomina como Le_{eff}^{**} y es igual a 0.71 (se recuerda que para este experimento $Le_{eff}^*=0.78$).

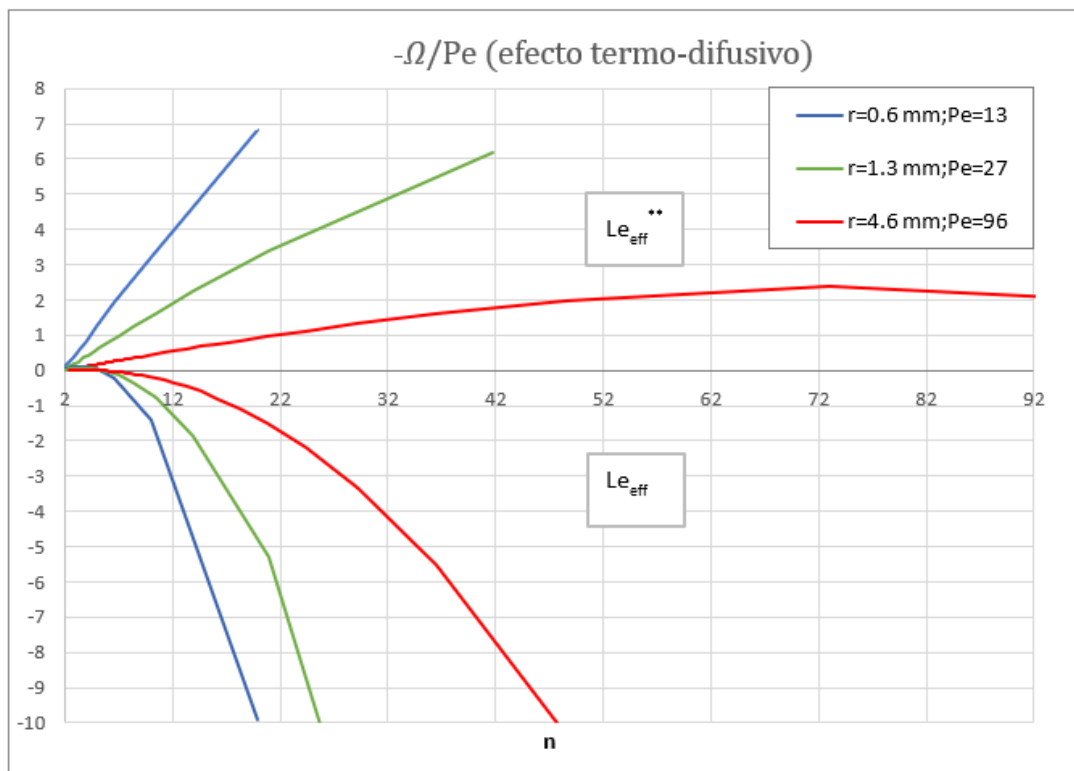


Figura 4.11. Efecto termo difusivo estable (Le_{eff}) e inestable (Le_{eff}^{**}) del experimento 3.

En la figura anterior se han representado 3 radios, o n.º de Peclet, pequeños con el objetivo de que se pueda apreciar claramente la diferencia entre el efecto de un número de Lewis estable ($Le_{eff} > Le_{eff}^*$), parte inferior de la gráfica, y uno inestable ($Le_{eff}^{**} < Le_{eff}^*$), parte superior.

En la parte superior de la gráfica se tiene la contribución de las inestabilidades termo-difusivas para tres radios diferentes con un número de Lewis menor que el crítico. Esto supone que estas inestabilidades van a tener una contribución positiva y creciente para radios pequeños para luego, por el aumento del n.º de Pe ya mencionado, amortiguarse para radios más grandes. Para el Lewis propio de esta combustión (parte inferior de la gráfica) se ve claramente cómo estas inestabilidades se encuentran amortiguadas, ya que, aunque cercano al número de Lewis crítico, este tiene un valor ligeramente superior, lo que le da un carácter estable. Sin embargo, tal y como se va a apreciar en el siguiente análisis, el efecto termo-difusivo tiene muy poco poder estabilizador en esta combustión.

Se va a comparar el efecto termo-difusivo del experimento 3 con el del experimento 5 en 3 radios (o números de Peclet) pequeños, porque sus penínsulas de inestabilidad son las que se encuentran más alejadas (como se vio, el experimento 5 tiene un Lewis efectivo claramente

superior al crítico). Con esto se busca comparar la capacidad estabilizadora inicial del efecto-termo-difusivo de ambas combustiones.

Las siguientes gráficas muestran las 3 parejas de radios: $r_1 \approx 0.65$ mm; $r_2 \approx 1.4$ mm y $r_3 \approx 4.65$ mm.

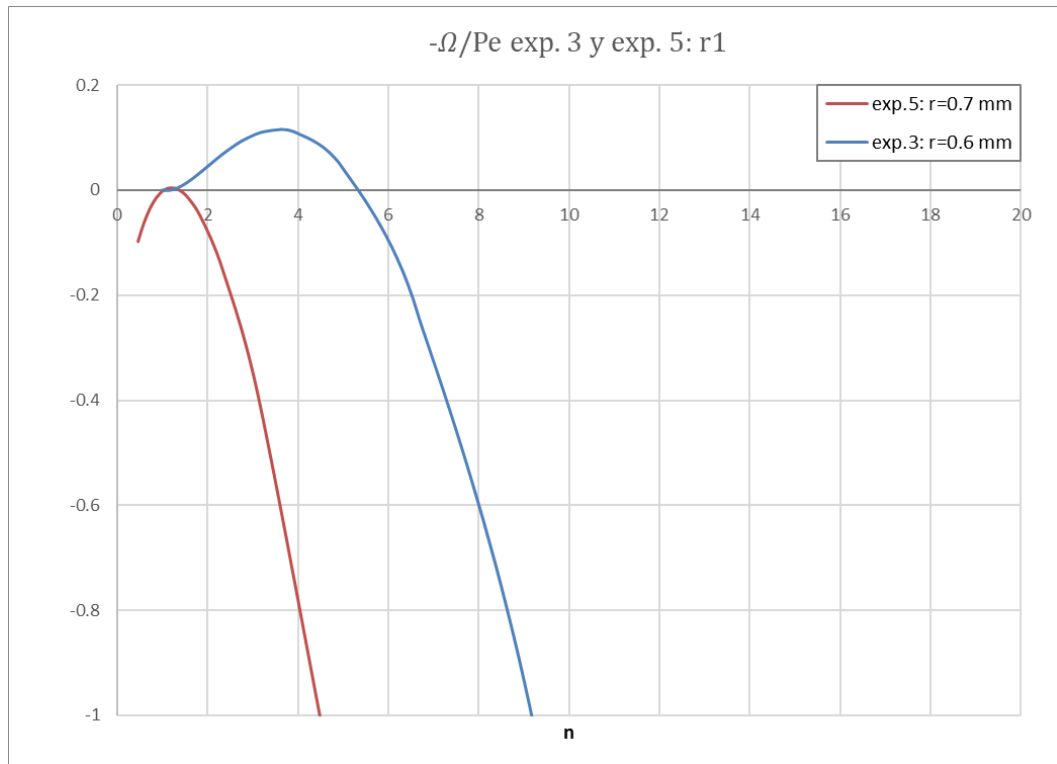


Figura 4.12. Comparación entre el efecto termo-difusivo de los experimentos 3 y 5 para un radio de 0.65 mm

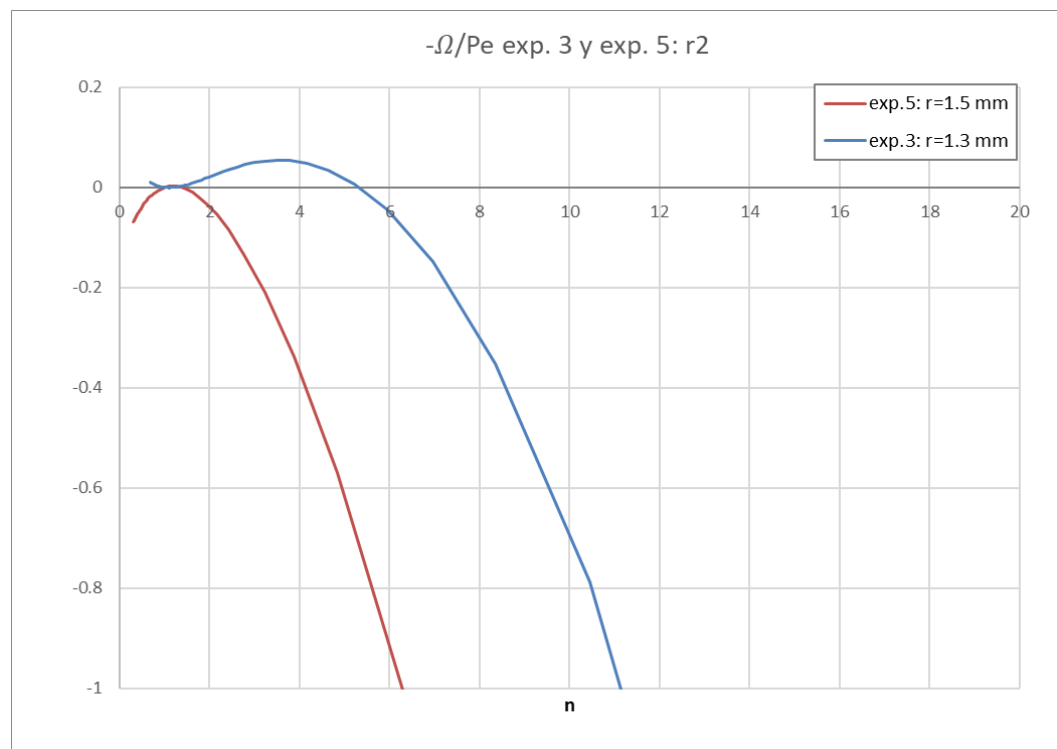


Figura 4.13. Comparación entre el efecto termo-difusivo de los experimentos 3 y 5 para un radio de 1.4 mm

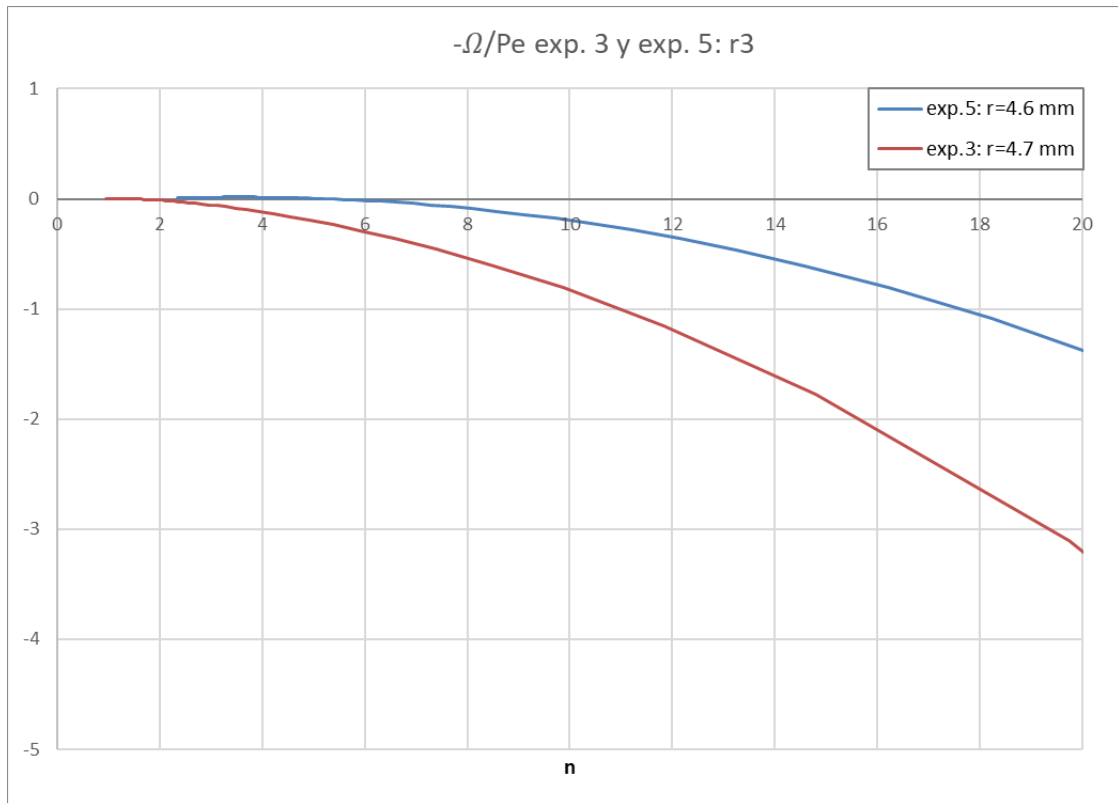


Figura 4.14. Comparación entre el efecto termo-difusivo de los experimentos 3 y 5 para un radio de 4.65 mm

Analizando las figuras anteriores, se puede ver cómo, para radios similares, la contribución del efecto termo-difusivo del experimento 5 se encuentra siempre por debajo (mayor amortiguamiento) que la del experimento 3. Otro aspecto destacado es que, para los dos radios más pequeños (Figura 4.12 y Figura 4.13), las contribuciones del experimento 3 tienen un máximo ligeramente superior a 0, aunque en r_3 ese efecto queda amortiguado; esto puede suceder por la cercanía al límite de estabilidad de este efecto.

4.3.2.2. Contribución del efecto hidrodinámico

Las inestabilidades de este efecto, como se vio en el marco teórico de este trabajo, se ven alimentadas por la expansión sufrida por el gas al entrar en la zona de quemados (interior de la esfera). La contribución del efecto hidrodinámico ω , únicamente depende del número del número de onda (n , el cual se escoge de manera arbitraria) y de la relación de densidades, σ , que representa la expansión.

Representando ω frente al número de onda para diferentes radios y combustiones, no se obtienen grandes diferencias entre estos puesto que la relación de densidades no varía de manera suficientemente significativa ni a lo largo de una combustión ni entre las distintas combustiones, como se puede ver en las siguientes gráficas presentadas a continuación.

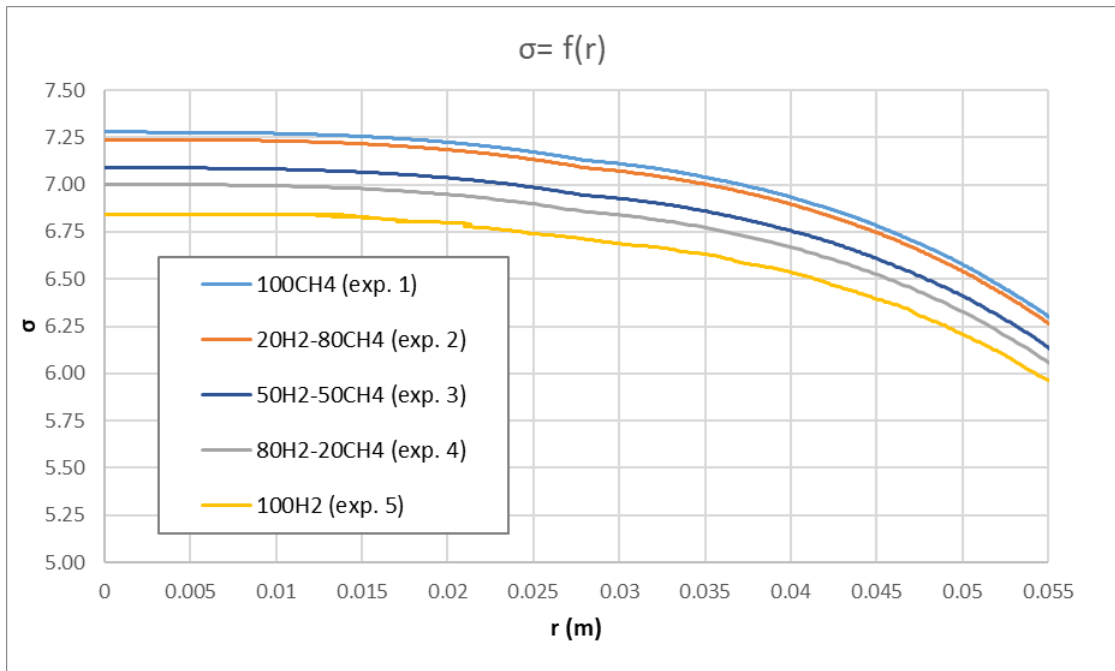


Figura 4.15. Evolución de σ en función del radio para diferentes combustiones.

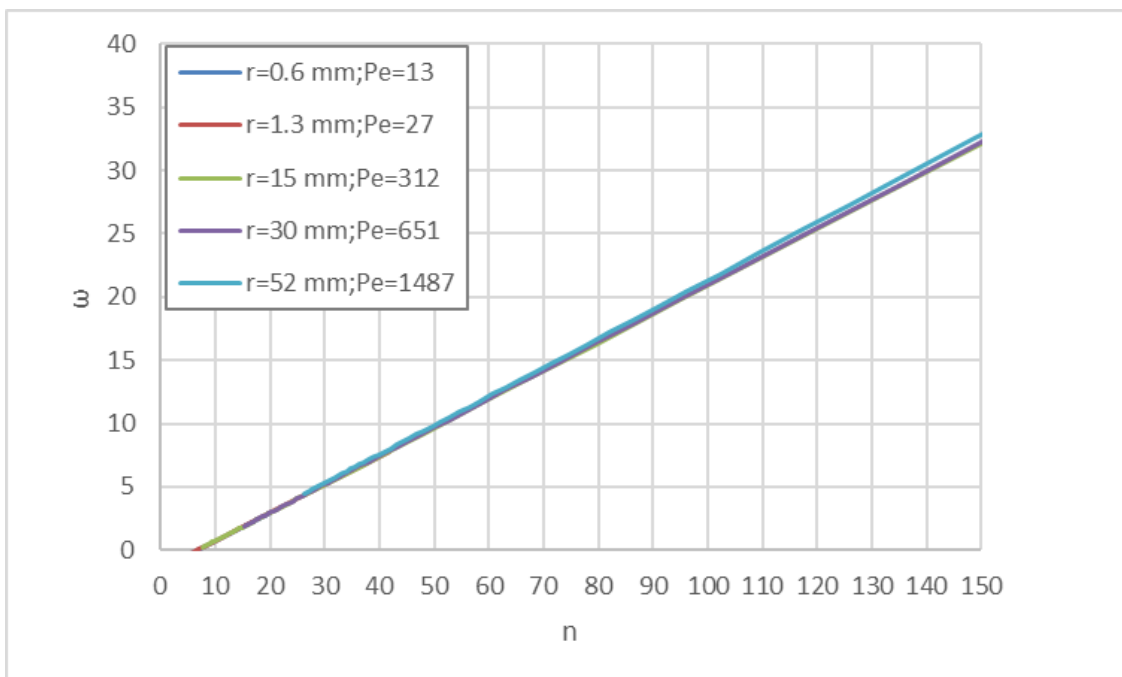


Figura 4.16. Contribución hidrodinámica vs. número adimensional de onda para diferentes radios

Como se puede apreciar en la gráfica anterior, la contribución hidrodinámica es prácticamente la misma para todos los radios, tal y como se adelantó, al igual que para las diferentes combustiones, como muestra la Figura 4.17. En esta se han escogido las combustiones 1 y 5 por tener un σ muy diferente; se han seleccionado también dos radios distintos para que el valor del factor de expansión difiera significativamente entre ambos experimentos.

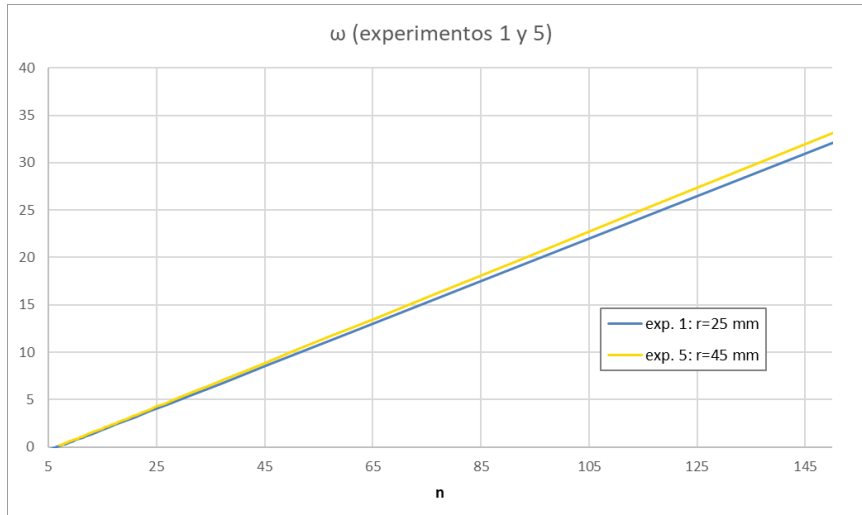


Figura 4.17. Contribución hidrodinámica vs. número adimensional de onda, experimentos 1 y 5.

Como se ha visto, la contribución del efecto hidrodinámico ω es similar en todas las situaciones estudiadas y su influencia en la tasa de crecimiento se verá afectada por el efecto termo-difusivo de cada caso. También se concluye que este efecto es inestable siempre, ya que su contribución siempre va a ser positiva.

Se recuerda que se han estudiado las contribuciones de los efectos termo-difusivo e hidrodinámico sin tener en cuenta la expansión que está sufriendo el frente de llama en el que se encuentran, es decir, sin multiplicarlos por $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt}$; esto se ha realizado de esta forma para estudiar de manera más clara su naturaleza, sin interferencias externas. La morfología esférica no cambia lo expresado anteriormente: modifica en valor absoluto de la contribución de cada efecto dependiendo del instante en el que se encuentre la combustión, pero no la forma o tendencia de las curvas vistas, como se puede ver en la siguiente imagen, que muestra las contribuciones teniendo en cuenta la expansión y la morfología esférica de la llama (tomadas del experimento 3).

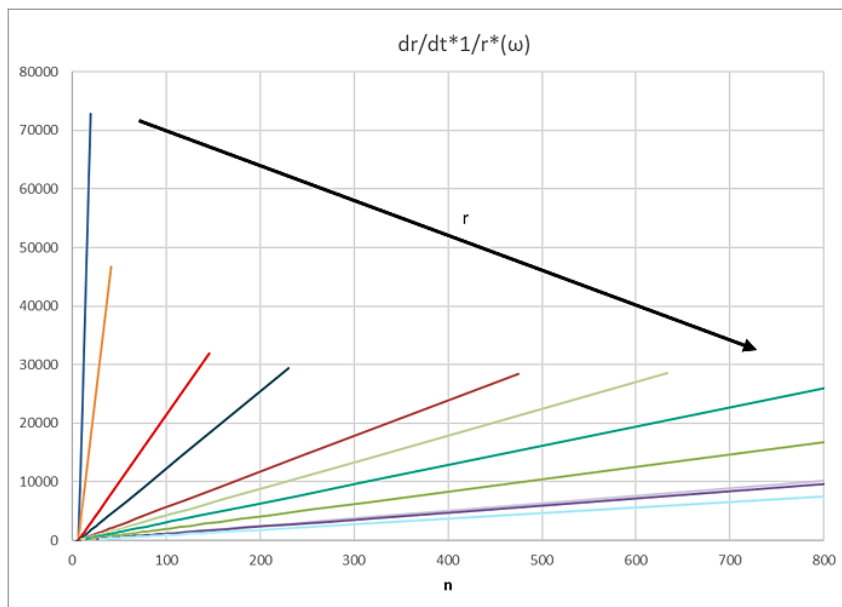


Figura 4.18. Tasas del efecto hidrodinámico en el experimento 3

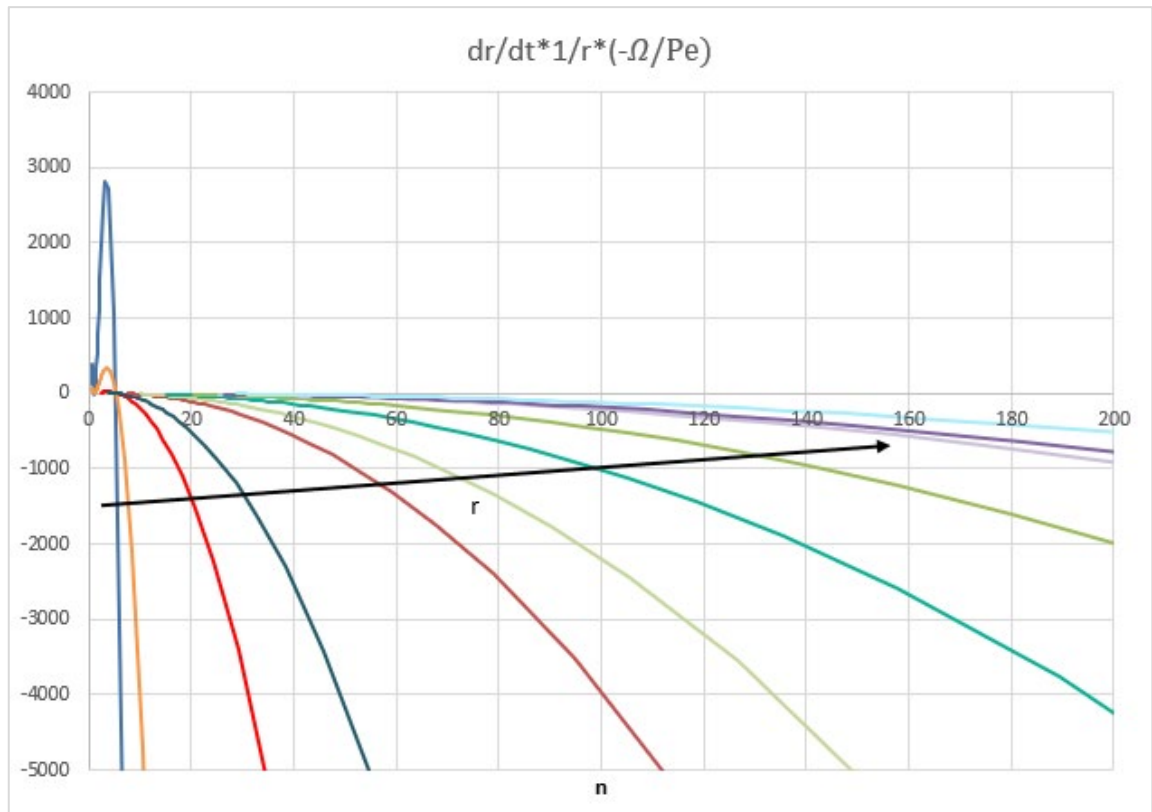


Figura 4.19. Tasas del efecto termo-difusivo en el experimento 3

Las figuras anteriores muestran las tasas de crecimiento de las inestabilidades en una llama esférica, cada una según su naturaleza. En ellas se puede ver cómo la velocidad y el radio de la llama influyen en su contribución, que varía en cada instante, pero todo lo anteriormente comentado sobre su naturaleza y morfología, como refleja esta combustión (experimento 3), es válido. Por último, en la Figura 4.19, se puede apreciar con más claridad el carácter límite en lo referente a la estabilidad que posee el efecto termo-difusivo de esta combustión (en radios suficientemente pequeños), el cual, tras un máximo inicial, se ve amortiguado rápidamente.

4.4. Celularidad

De las combustiones estudiadas, solo 3 de ellas desarrollan celularidad antes de la llegada de la llama a las paredes de la cámara de combustión. Estas combustiones son: el experimento 3 (50% H₂), el experimento 4 (80% H₂) y el experimento 5 (100% H₂); es decir, aquellas que tienen medio o alto contenido en hidrógeno. Se muestran a continuación las imágenes de las llamas celulares de dichos experimentos.

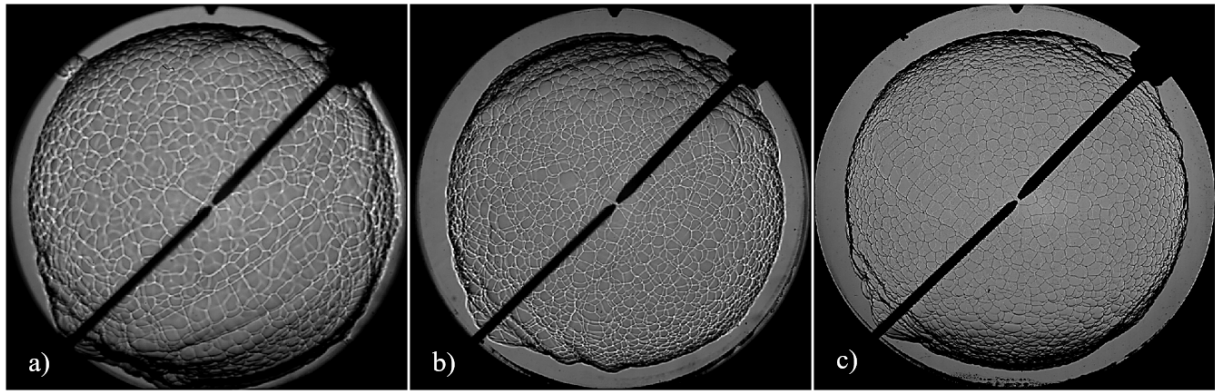


Figura 4.20. Llamas celulares de los experimentos: a) experimento 3 (50% H₂); b) experimento 4 (80% H₂) y c) experimento 5 (100% H₂).

Esto indica que el contenido en hidrógeno actúa como un potenciador de la celularidad, puesto que las llamas de nulo o bajo porcentaje de hidrógeno no desarrollan celularidad en el espacio permitido por las dimensiones de la cámara. Con esto también se demuestra que la localización de la península, el Peclet crítico o el número de Lewis efectivo únicamente se refieren al inicio del crecimiento de las inestabilidades, pero no son un factor indicativo de la aparición de la celularidad; se ve esto claramente con los experimentos 1, 2 y 5, los cuales poseen penínsulas, Pe_{cr} y Le_{eff} similares y, sin embargo, su comportamiento en este aspecto es diferente.

Un factor que a priori resulta más significativo para la aparición de celularidad en una llama puede ser la evolución de la tasa máxima de crecimiento de las inestabilidades ($\Sigma_{m\acute{a}x}$) especialmente para radios grandes (final de la combustión). Se recuerda que el radio de la cámara de combustión empleada es de 0.057 m. La siguiente gráfica muestra esta tasa de crecimiento frente al radio para radios mayores de 0.02 m para todas las combustiones estudiadas.

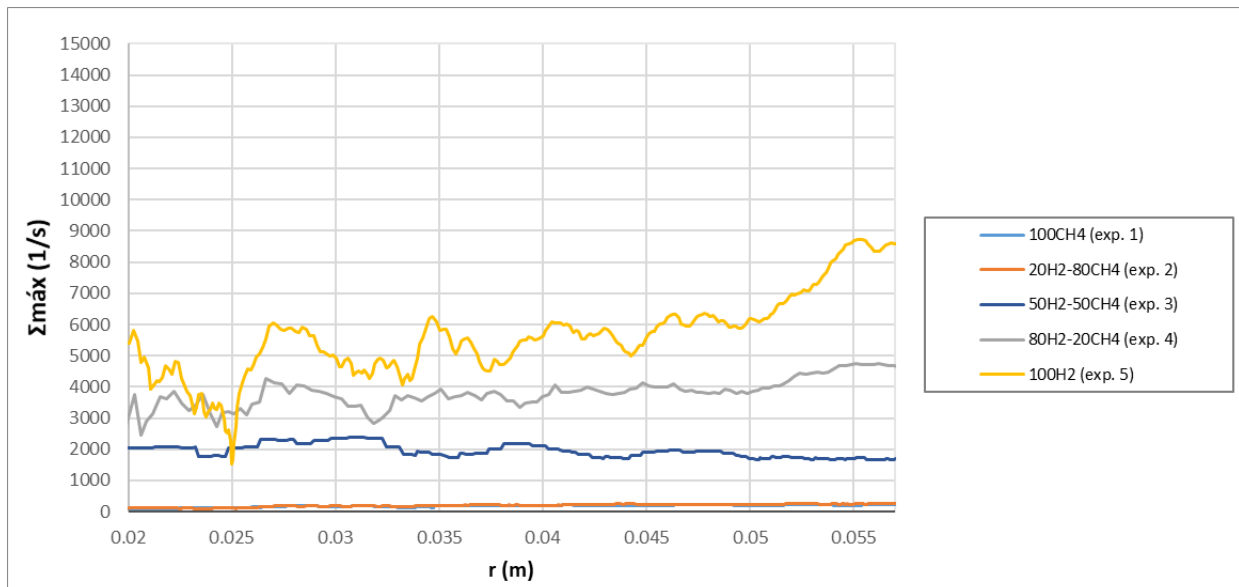


Figura 4.21. $\Sigma_{m\acute{a}x}$ en función del radio ($r > 0.02$ m) para combustiones con diverso contenido en H₂.

Se puede ver que, efectivamente, las combustiones con mayor $\Sigma_{m\acute{a}x}$ (experimentos 3, 4 y 5) son las que finalmente desarrollan celularidad; sus tasas máximas rondan de manera aproximada los 2000 s^{-1} , 4000 s^{-1} y 7000 s^{-1} respectivamente. Las de los otros dos experimentos (1 y 2) son considerablemente más bajas, ya que no llegan ni a los 1000 s^{-1} .

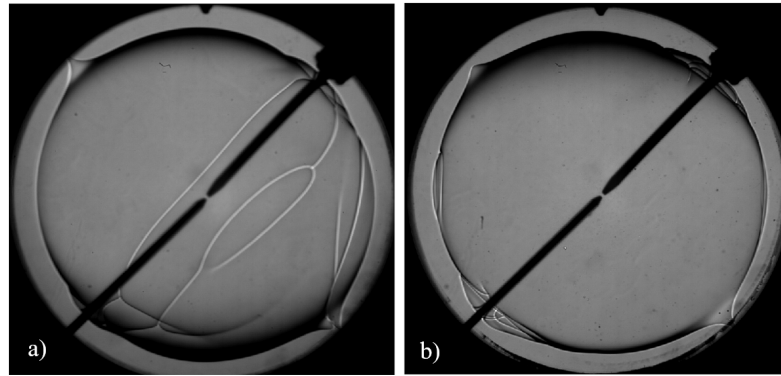


Figura 4.22. Llamas no celulares: a) experimento 1 (0% H₂) y b) experimento 2 (20% H₂).

La figura anterior muestra las imágenes Schlieren de los experimentos 1 y 2 para radios elevados (de, al menos 0.05 m) para que se puedan comparar con las imágenes aportadas en la Figura 4.20. En la combustión del experimento 1, a pesar de que se aprecian grietas en la superficie (con probabilidad causadas por los electrodos), esta no desarrolla celularidad.

En conclusión, para la aparición de la celularidad en una llama, no es tan significativo el inicio del crecimiento de las inestabilidades como la velocidad o tasa a la que estas crecen.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

5. CONCLUSIONES

5.1. Conclusiones generales

La realización de este TFM ha permitido investigar a fondo la **naturaleza de las inestabilidades** que se producen durante el proceso de combustión, lo que ha hecho posible entender los diferentes comportamientos detectados en mezclas metano e hidrógeno que no poseen de manera clara un combustible dominante, como queda explicado en el apartado 4.2.

La conclusión principal es que se ha conseguido **entender el origen de las inestabilidades que se producen durante un proceso de combustión** premezclada y cuantificarlas a través de parámetros físicos, como la tasa de crecimiento de las inestabilidades (Σ).

La **naturaleza estable o inestable de la llama** (o del proceso de combustión) **está vinculada con el carácter del efecto termo-difusivo y con el instante de crecimiento de las inestabilidades**; sin embargo, no está fuertemente relacionada con la aparición de manera visible de las inestabilidades, ya que, en una instalación de un tamaño infinito, **todas las llamas acabarían desarrollando un frente de llama celular**. En este trabajo se tiene la limitación del tamaño de la cámara de combustión.

Después de representar las penínsulas de inestabilidad de las diferentes combustiones analizadas, se observa que **en una llama pueden estar creciendo las inestabilidades y, sin embargo, no desarrollarse un frente de llama celular dentro de los límites impuestos por la cámara de combustión**.

En la tasa de crecimiento se ha **cuantificado las contribuciones** de cada uno de los efectos: **hidrodinámico y termo-difusivo**, observando cómo el hidrodinámico tiene un carácter desestabilizante mientras que, por el contrario, el termo-difusivo es estabilizante en los casos estudiados.

Se ha desarrollado una **metodología analítica que permite el estudio de los límites de estabilidad de las llamas en función de las longitudes de onda de las perturbaciones**. Esta metodología analiza la naturaleza estable o inestable de la combustión y se determinan parámetros que permiten dicho estudio, como la tasa de crecimiento de las inestabilidades.

5.2. Conclusiones específicas

Se ha realizado una amplia revisión del estado del arte que se ha plasmado en el capítulo n.º 2 en el que se explica con detalle el origen, formación, naturaleza y desarrollo de las inestabilidades generadas en un proceso de combustión.

La metodología analítica desarrollada para analizar la naturaleza de las inestabilidades en procesos de combustión permite:

- Caracterizar los límites de estabilidad de las llamas.
- Definir la naturaleza de la combustión teniendo en cuenta el origen y carácter de las inestabilidades.
- Representar las tasas de crecimiento de las inestabilidades para diferentes radios, así como la contribución de los efectos hidrodinámico y termo-difusivo.
- Estudiar de manera cualitativa factores influyentes en el desarrollo de la celularidad.

Se han representado y caracterizado las penínsulas de inestabilidad de diferentes combustiones de hidrógeno/metano (representación gráfica del número de onda en función del Peclet), las cuales representan los límites de inestabilidad de las llamas en función de las

longitudes de onda de las inestabilidades. En este estudio se analiza la influencia del contenido en hidrógeno de una llama en el desarrollo y origen de inestabilidades.

El número de Lewis efectivo y el número de Lewis efectivo crítico se muestran como parámetros de gran importancia en el estudio de la naturaleza estable o inestable del proceso de combustión: a medida que el Le_{eff} se acerca a su valor crítico las inestabilidades comienzan a desarrollarse de manera más temprana, como se observa en la mezcla de 50% hidrógeno y 50% metano, cuya situación se acerca al caso límite.

Se ha conseguido analizar por separado las contribuciones de los efectos hidrodinámicos y termo-difusivos a la tasa de crecimiento de inestabilidades, viendo el efecto que ambas tienen en las combustiones analizadas: el efecto termo-difusivo tiene un efecto estabilizador y el efecto hidrodinámico el efecto opuesto.

Con respecto a la aparición de la celularidad en una llama, se observa cómo no es tan significativo el punto de inicio del crecimiento de las inestabilidades ($n.^{\circ}$ de Peclet crítico) como la velocidad o tasa a la que estas crecen. El contenido de hidrógeno influye positivamente en la aparición de un frente de llama celular.

5.3. Trabajos futuros

La autora del presente trabajo está realizando la Tesis Doctoral en el Grupo MYER. En dicha Tesis se pretende continuar con el trabajo realizado, añadiendo estudios con otros combustibles de alto interés como el amoníaco y sus mezclas con metano e hidrógeno; además se incluirán estudios que analicen otros parámetros influyentes como el dosado relativo y diferentes condiciones iniciales de presión y temperatura así como otras técnicas de diagnóstico óptico.

CAPÍTULO 6

BIBLIOGRAFÍA

6. BIBLIOGRAFÍA

- [1] J. M. Desantes Fernández and M. Lapuerta Amigó, *Fundamentos de combustión*. Valencia: Universidad Politécnica de Valencia, 1991.
- [2] F. Payri and J. M. Desantes, Eds., *Motores de Combustión Interna Alternativos*, vol. 1. Reverté S. A., 2011.
- [3] J. B. Heywood, *Internal Combustion Engine Fundamentals*. United States of America: McGraw-Hill, Inc., 1988.
- [4] A. G. Gaydon and H. G. Wolfhard, *Flames. Their structure, radiation and temperature*, Fourth edi. London: Chapman and Hall, 1979.
- [5] M. Reyes Serrano, *Caracterización de la combustión y el autoencendido de combustibles líquidos en mezclas homogéneas para su uso en motores térmicos en modo HCCI*. Valladolid: Universidad de Valladolid, 2008.
- [6] P. K. Panigrahi and K. Muralidhar, *Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer*, vol. 2. 2012.
- [7] G. S. Settles, *Schlieren und shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media - Experimental Fluid Mechanics*. 2001.
- [8] N. Bras, “Laser Induced Fluorescence,” *Laser Chem.*, vol. 10, no. 5–6, pp. 405–412, 1990, doi: 10.1155/1990/82962.
- [9] D. Bradley and C. M. Harper, “The development of instabilities in laminar explosion flames,” *Combust. Flame*, vol. 99, no. 3–4, pp. 562–572, Dec. 1994, doi: 10.1016/0010-2180(94)90049-3.
- [10] M. Reyes, F. V. Tinaut, B. Giménez, and A. Camaño, “Combustion and Flame Front Morphology Characterization of H₂–CO Syngas Blends in Constant Volume Combustion Bombs,” *Energy & Fuels*, Jan. 2021, doi: 10.1021/acs.energyfuels.0c03598.
- [11] F. V. Tinaut, M. Reyes, A. Melgar, and B. Giménez, “Optical characterization of hydrogen-air laminar combustion under cellularity conditions,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 44, no. 25, pp. 12857–12871, 2019, doi: 10.1016/j.ijhydene.2018.11.134.
- [12] Y. Cao, M. Dahari, I. Tlili, and A. Raise, “Investigation on the laminar flame speed of CH₄/CO₂/air mixture at atmospheric and high pressures using Schlieren photography,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 45, no. 55, pp. 31151–31161, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.ijhydene.2020.08.061.
- [13] G. Gu, J. Huang, W. Han, and C. Wang, “Propagation of hydrogen–oxygen flames in Hele-Shaw cells,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 46, no. 21, pp. 12009–12015, Mar. 2021, doi: 10.1016/j.ijhydene.2021.01.071.
- [14] F. Li, C. Lee, Z. Wang, H. Wu, and G. Lu, “Schlieren investigation on impacts of duct size on macroscopic spray characteristics of ducted fuel injection,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 176, p. 115440, 2020, doi: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115440>.
- [15] Y. Yu, “Experimental study on effects of ethanol-diesel fuel blended on spray characteristics under ultra-high injection pressure up to 350 MPa,” *Energy*, vol. 186, p. 115768, Nov. 2019, doi: 10.1016/j.energy.2019.07.098.
- [16] S. Kook, M. K. Le, S. Padala, and E. R. Hawkes, “Z-type schlieren setup and its application to high-speed imaging of gasoline sprays,” *SAE Tech. Pap.*, no. August, 2011, doi: 10.4271/2011-01-1981.

- [17] M. Lackner, F. Winter, and A. K. Agarwal, Eds., *Handbook of Combustion Vol. 1: Fundamentals and Safety*. Weinheim: WILEY-VCH, 2010.
- [18] T. García Armingol, *Operational issues and advanced monitoring in lean premixed syngas combustion*. Zaragoza: Department of Materials and Fluids Science and Technology School of Engineering and architecture, University of Zaragoza, 2014.
- [19] P. A. Tipler and G. Mosca, *Física para la ciencia y la tecnología Vol.2*, Sexta edic. Barcelona: Reverté S. A., 2010.
- [20] A. G. Gaydon, *The Spectroscopy of Flames*, Second edi. London: Chapman and Hall, 1974.
- [21] B. S. Ludwig Christian Haber, *An investigation into the origin, measurement and application of chemiluminescence light emissions from premixed flames*. Blacksburg, Virginia: Virginia Polytechnic Institute and State University, 2000.
- [22] A.-J. Horrillo Güemes, *Utilización de modelos multizona para la predicción de las emisiones contaminantes de escape en motores de encendido provocado*. Valladolid: Universidad de Valladolid, 1998.
- [23] D. Iglesias Hoyos, “Caracterización de mezclas de combustibles para motores térmicos en una bomba de combustión a volumen constante,” p. 386, 2015.
- [24] B. Giménez, A. Melgar, A. Horrillo, and F. V. Tinaut, “A correlation for turbulent combustion speed accounting for instabilities and expansion speed in a hydrogen-natural gas spark ignition engine,” *Combust. Flame*, vol. 223, pp. 15–27, 2021, doi: 10.1016/j.combustflame.2020.09.026.
- [25] P. Clavin, “Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–59, 1985, doi: 10.1016/0360-1285(85)90012-7.
- [26] F. A. Williams, *Combustion Theory, (1985)*. 1985.
- [27] D. Bradley, R. A. Hicks, M. Lawes, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, “The Measurement of Laminar Burning Velocities and Markstein Numbers for Iso-octane–Air and Iso-octane–n-Heptane–Air Mixtures at Elevated Temperatures and Pressures in an Explosion Bomb,” *Combust. Flame*, vol. 115, no. 1, pp. 126–144, 1998, doi: [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(97\)00349-0](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(97)00349-0).
- [28] D. R. Dowdy, D. B. Smith, S. C. Taylor, and A. Williams, “The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures,” *Symp. Combust.*, vol. 23, no. 1, pp. 325–332, 1991, doi: 10.1016/S0082-0784(06)80275-4.
- [29] J. K. Bechtold and M. Matalon, “The dependence of the Markstein length on stoichiometry,” *Combust. Flame*, vol. 127, no. 1–2, pp. 1906–1913, Oct. 2001, doi: 10.1016/S0010-2180(01)00297-8.
- [30] G. H. Markstein, Ed., *Non-steady Flame Propagation*. New York: Pergamon Press, 1964.
- [31] Á. Lafuente, *Metodología para el diagnóstico de la velocidad de combustión laminar de mezclas de gases combustibles a partir de la medida de la presión instantánea en una bomba de combustión a volumen constante*. Valladolid: Universidad de Valladolid, 2008.
- [32] M. Matalon, “Intrinsic flame instabilities in premixed and nonpremixed combustion,”

- Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 39, pp. 163–191, 2007, doi: 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092153.
- [33] A. G. Istratov and V. B. Librovich, “On the stability of propagation of spherical flames,” *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, vol. 7, no. 1, pp. 43–50, 1966, doi: 10.1007/BF00912830.
- [34] F. A. Williams, *Combustion Theory*, Second. California: Princeton University, 1985.
- [35] V. V. Bychkov and M. A. Liberman, “Dynamics and stability of premixed flames,” *Phys. Rep.*, vol. 325, no. 4–5, pp. 115–237, 2000, doi: 10.1016/S0370-1573(99)00081-2.
- [36] D. Lapalme, *Impact de la composition du syngas sur la vitesse de flamme et la stabilité du front de flamme*. 2017.
- [37] R. Addabbo, J. K. Bechtold, and M. Matalon, “Wrinkling of spherically expanding flames,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, no. 2, pp. 1527–1535, 2002, doi: 10.1016/s1540-7489(02)80187-0.
- [38] F. Oppong, L. Zhongyang, X. Li, and C. Xu, “Inherent instabilities in ethyl acetate premixed flames,” *Fuel*, vol. 290, no. December 2020, p. 120000, 2021, doi: 10.1016/j.fuel.2020.120000.
- [39] R. Addabbo, *The Structure and Stability of Spanding and Converging Near-Stoichiometric Flames*. New Jersey: Faculty of New Jersey Institute of Technology and Rutgers, 2001.
- [40] H. Zhao, J. Wang, Z. Bian, X. Cai, X. Li, and Z. Huang, “Onset of cellular instability and self-acceleration propagation of syngas spherically expanding flames at elevated pressures,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 44, no. 51, pp. 27995–28006, 2019, doi: 10.1016/j.ijhydene.2019.09.038.
- [41] D. Bradley, “Instabilities and flame speeds in large-scale premixed gaseous explosions,” *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 358, no. 1764, pp. 3567–3581, 2000, doi: 10.1098/rsta.1999.0510.
- [42] D. Bradley, C. G. W. Sheppard, R. Woolley, D. A. Greenhalgh, and R. D. Lockett, “The development and structure of flame instabilities and cellularity at low Markstein numbers in explosions,” *Combust. Flame*, vol. 122, no. 1–2, pp. 195–209, 2000, doi: 10.1016/S0010-2180(00)00113-9.
- [43] C. K. Law, G. Jomaas, and J. K. Bechtold, “Cellular instabilities of expanding hydrogen/propane spherical flames at elevated pressures: Theory and experiment,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 159–167, 2005, doi: 10.1016/j.proci.2004.08.266.
- [44] J. K. Bechtold and M. Matalon, “Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames,” *Combust. Flame*, vol. 67, no. 1, pp. 77–90, 1987, doi: 10.1016/0010-2180(87)90015-0.
- [45] Y. H. Jiang, G. X. Li, H. M. Li, L. Li, and L. L. Tian, “Study on the influence of flame inherent instabilities on crack propagation of expanding premixed flame,” *Fuel*, vol. 233, no. May, pp. 504–512, 2018, doi: 10.1016/j.fuel.2018.06.088.
- [46] G. Jomaas, C. K. Law, and J. K. Bechtold, “On transition to cellularity in expanding spherical flames,” *J. Fluid Mech.*, vol. 583, pp. 1–26, 2007, doi: 10.1017/S0022112007005885.
- [47] X. Cai, J. Wang, Z. Bian, H. Zhao, H. Dai, and Z. Huang, “On transition to self-similar acceleration of spherically expanding flames with cellular instabilities,” *Combust. Flame*, vol. 215, pp. 364–375, 2020, doi: 10.1016/j.combustflame.2020.02.001.

- [48] W. Kim, Y. Sato, T. Johzaki, and T. Endo, “Experimental study on the onset of flame acceleration due to cellular instabilities,” *J. Loss Prev. Process Ind.*, vol. 60, no. May, pp. 264–268, 2019, doi: 10.1016/j.jlp.2019.05.008.
- [49] E. C. Okafor, A. Hayakawa, Y. Nagano, and T. Kitagawa, “Effects of hydrogen concentration on premixed laminar flames of hydrogen-methane-air,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 39, no. 5, pp. 2409–2417, 2014, doi: 10.1016/j.ijhydene.2013.11.128.
- [50] V. Di Sarli and A. Di Benedetto, “Laminar burning velocity of hydrogen-methane/air premixed flames,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 32, no. 5, pp. 637–646, 2007, doi: 10.1016/j.ijhydene.2006.05.016.
- [51] M. Reyes, F. V. Tinaut, B. Giménez, and J. V. Pastor, “Effect of hydrogen addition on the OH* and CH* chemiluminescence emissions of premixed combustion of methane-air mixtures,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 43, no. 42, pp. 19778–19791, 2018, doi: 10.1016/j.ijhydene.2018.09.005.
- [52] E. Hu, Z. Huang, J. He, J. Zheng, and H. Miao, “Measurements of laminar burning velocities and onset of cellular instabilities of methane-hydrogen-air flames at elevated pressures and temperatures,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 34, no. 13, pp. 5574–5584, 2009, doi: 10.1016/j.ijhydene.2009.04.058.
- [53] M. Matalon, “The Darrieus-Landau instability of premixed flames,” *Fluid Dyn. Res.*, vol. 50, no. 5, p. 51412, 2018, doi: 10.1088/1873-7005/aab510.

