



Universidad
Zaragoza

Trabajo Fin de Máster

Control de las inestabilidades de combustión
mediante inyección secundaria de combustible

Control of combustion instabilities using secondary
fuel injection

Autor:

Jesús Oliva Maza

Directores:

Ennio Giovanni Luciano
Javier Ballester Castañer

Agradecimientos

En primer lugar, querría agradecer tanto a Ennio Luciano como a Javier Ballester por ofrecerme la oportunidad de trabajar con ellos. Su alta involucración ha conseguido que no me desquiciara demasiado ante la frecuente situación donde nada parece encajar.

También gracias al personal del LIFTEC por su ayuda, en especial a Luis Ojeda por su trabajo en la instalación experimental.

Por último, gracias a mi familia, pareja, amigos y el Simi, por su apoyo y por hacerme disfrutar de un buen descanso siempre que lo necesitaba.

Control de las inestabilidades de combustión mediante inyección secundaria de combustible

Resumen

Las turbinas de gas son uno de los principales equipos destinados a la generación de energía en la industria. Debido a la creciente preocupación medioambiental se han ido desarrollando tecnologías que han permitido hacer de las turbinas de gas un equipo más eficiente y menos contaminante. Entre ellas, la mezcla del combustible con grandes cantidades de aire, denominada premezcla pobre, es una de las técnicas más eficientes para reducir la cantidad de gases contaminantes emitida. Sin embargo, esta técnica conlleva la aparición de otro problema: las inestabilidades termoacústicas.

Este fenómeno se debe al acoplamiento entre la acústica de la cámara de combustión y la fluctuación de calor desprendido por la llama. Si este acoplamiento es constructivo, la presión dinámica en el quemador sube hasta niveles que pueden dañar gravemente el equipo, así como causar pérdidas en la eficiencia de funcionamiento. Por ello se ha destinado una gran cantidad de esfuerzo en la investigación de este campo durante las últimas décadas. Una de las principales líneas consiste en el desarrollo de métodos que permitan controlar la fluctuación de presión en la cámara de combustión de manera que no se llegue a valores de riesgo para la integridad de la turbina. Una solución propuesta desde hace años es la adición de una pequeña llama piloto que tiende a estabilizar el sistema. Este Trabajo de Fin de Máster se centra en una aplicación novedosa de esta solución, que combina la acústica del conducto que suministra el combustible de la llama piloto, parámetro que no se ha tenido en cuenta en ningún estudio hasta la fecha, con la oscilación de presión naturalmente generada en la cámara de combustión y la respuesta dinámica de la llama a este estímulo acústico. Considerar el conjunto de estos parámetros permite optimizar los métodos ya propuestos para un mejor aprovechamiento del sistema de control. Los resultados obtenidos, entre los cuáles ciertos inesperados, sitúan a la solución propuesta como una estrategia prometedora para la reducción de las inestabilidades termoacústicas.

Dada la muy compleja naturaleza del fenómeno considerado, el estudio se ha desarrollado de manera principalmente experimental, aunque donde posible se han llevado a cabo modelos teóricos y simulaciones. Todos los resultados experimentales han sido obtenidos mediante el quemador de una turbina de gas a escala de laboratorio similar a los de uso industrial. La instalación experimental se encuentra situada en el Laboratorio de Investigación en Fluidodinámica y Tecnologías de la Combustión (LIFTEC). MATLAB ha sido el software utilizado para el procesamiento de datos y la simulación de los modelos empleados.



DECLARACIÓN DE AUTORÍA Y ORIGINALIDAD

(Este documento debe acompañar al Trabajo Fin de Grado (TFG)/Trabajo Fin de Máster (TFM) cuando sea depositado para su evaluación).

D./D^a. Jesús Oliva Maza,

con nº de DNI 73130325P en aplicación de lo dispuesto en el art.

14 (Derechos de autor) del Acuerdo de 11 de septiembre de 2014, del Consejo

de Gobierno, por el que se aprueba el Reglamento de los TFG y TFM de la

Universidad de Zaragoza,

Declaro que el presente Trabajo de Fin de (Grado/Máster)
Máster Universitario en Ingeniería Industrial, (Título del Trabajo)

Control de las inestabilidades de combustión mediante inyección secundaria
de combustible

es de mi autoría y es original, no habiéndose utilizado fuente sin ser citada
debidamente.

Zaragoza, 23 de Agosto de 2017

Fdo: Jesús Oliva Maza

Índice de contenidos

1.	Introducción	1
1.1.	La turbina de gas	1
1.2.	Inestabilidades termoacústicas.....	2
1.3.	Control de las inestabilidades termoacústicas.....	4
1.3.1.	Llamas piloto	5
1.4.	Propuesta: Control pseudo-activo	6
1.4.1.	Planteamiento del problema	7
2.	Descripción de la instalación.....	8
2.1.	Conducto de combustible de la llama piloto	9
2.2.	Instrumentación	10
3.	Estudio de la acústica del conducto de difusión	11
3.1.	Teoría básica.....	11
3.1.1.	Propagación de ondas	11
3.1.2.	Coeficiente de reflexión e impedancia acústica.....	12
3.2.	Restricciones físicas en la impedancia inversa.....	13
3.3.	Análisis y modelado de la impedancia acústica del conducto de difusión	15
3.4.	Estrategia de selección de impedancias.....	18
3.5.	Aplicación a la instalación experimental.....	18
3.5.1.	Selección de longitudes.....	18
3.5.2.	Comprobación experimental.....	19
3.6.	Conclusiones del estudio de la impedancia	22
4.	Ensayos con combustión.....	23
4.1.	Modelado del fenómeno.....	23
4.1.1.	Modelo lineal.....	23
4.1.2.	Control pseudo-activo: posibles vías de estudio y plan de actuación	24
4.2.	Ensayos en régimen lineal.....	25
4.2.1.	Resultados para oscilaciones lineales	27
4.2.2.	Interpretación de los resultados	28
4.3.	Ensayos en ciclo límite	30
4.3.1.	Resultados de ciclo límite.....	31
4.3.2.	Interpretación de los resultados	32
4.4.	Conclusiones.....	36
5.	Conclusiones.....	37

5.1. Contribuciones	37
5.2. Trabajo futuro	38
6. Bibliografía	39

Índice de contenidos – Anexos

ANEXOS	41
ANEXO I: Descripción de la instalación	43
1. Instalación experimental.....	44
1.1. Línea de gases	44
1.2. Línea de premezcla.....	44
1.3. Cámara de combustión	44
1.4. Conducto de difusión	45
2. Instrumentación	45
2.1. Medidas de presión.....	45
2.2. Quimioluminiscencia.....	46
2.3. Hilo caliente.....	46
2.4. Tarjeta de adquisición	46
3. Imágenes de la instalación	47
4. Bibliografía	51
ANEXO II: Demostraciones matemáticas sobre la restricción en la impedancia inversa debido al uso de métodos pasivos.....	52
1. Definiciones y teoremas previos	52
2. Lemma.....	53
3. Restricción en impedancia inversa para métodos pasivos	54
3.1. Función Z^{-1}	54
3.2. Forma polar	55
3.3. Demostración sobre restricción física de los métodos pasivos	55
4. Imposibilidad de modificar $ R_u \leq 1$ con cambios de área	57
5. Bibliografía	58
ANEXO III: Modelo acústico del conducto de difusión.....	59
1. Teoría acústica.....	59
1.1. Teoría acústica linealizada.....	59
1.2. Ecuación de onda y solución	60
1.3. Ecuación de onda convectiva	60
1.4. Propagación de ondas con disipación	61
2. Modelado de elementos acústicos	61
2.1. Conducto recto de sección constante.....	61
2.2. Cambio de sección compacto.....	62

3.	Modelos acústicos del conducto de difusión	64
3.1.	Modelo simplificado.....	65
3.2.	Modelo final	65
4.	Bibliografía	67
ANEXO IV: Mediciones de velocidad con el equipo de hilo caliente.....		68
1.	Instrumentación	68
1.1.	Principio de funcionamiento	68
1.2.	Equipo ThermalPro.....	68
2.	Medición y montaje	68
2.1.	Medición de las fluctuaciones de velocidad y presión.....	68
2.2.	Montaje del hilo caliente	70
3.	Procedimiento de cálculo de Z.....	71
3.1.	Medición en frío	71
3.2.	Cálculo de Z	72
3.3.	Matriz de ensayos	72
4.	Comprobación experimental de la fiabilidad de las medidas	72
4.1.	Resultados y discusión	73
5.	Calibración de la sonda de hilo caliente con CH ₄	75
5.1.	Método de calibración	75
5.2.	Problemas en la calibración	75
5.3.	Velocidades negativas	76
6.	Bibliografía	78
ANEXO V: No superposición de una llama de difusión en el seno de una llama de premezcla..		79
1.	Objetivo del ensayo.....	79
2.	Llama de difusión y de premezcla por separado.....	79
3.	Interacción llama de premezcla y llama de difusión	82
4.	Conclusiones.....	83
Gráficas según ER		84
Gráficas según fotomultiplicador		86
ANEXO VI: Resultados secundarios de los ensayos con combustión.....		88
1.	Análisis del barrido en frecuencias	88
2.	Ajuste de FTF_d a modelo $n-\tau$	90
3.	Bibliografía	92

Nomenclatura

Notación

$\bar{\phi}$ Valor medio de la variable ϕ

ϕ' Fluctuación de la variable ϕ

$\hat{\phi}$ Fasor asociado a ϕ' (notación explícita)

ϕ_p, ϕ_d Variable ϕ asociada al conducto de inyección de premezcla (p) o al conducto de difusión (d)

Caracteres latinos

c Velocidad de propagación del sonido

E_{ac} Energía acústica

ER Ratio de equivalencia

F Frecuencia

FTF Función de transferencia de llama (*Flame Transfer Function*)

f, g Invariantes de Riemann

k Número de onda

p Presión

\dot{Q} Liberación de calor

$R_{u,d}$ Coeficiente de reflexión *upstream*, *downstream*, respectivamente

u Velocidad

Z Impedancia acústica

Caracteres griegos

γ Ratio de calores específicos

ρ Densidad

ω Frecuencia angular

MEMORIA

1. Introducción

1.1. La turbina de gas

La creciente preocupación sobre las condiciones medioambientales del planeta ha motivado la investigación en una gran diversidad de áreas de conocimiento con el objetivo de reducir el impacto ambiental humano. Uno de los sectores con mayor relevancia en el impacto medioambiental es el de generación de energía, cuyas metas principales en este aspecto son la reducción de emisión de contaminantes y la reducción del consumo de recursos no renovables.

Dentro de los sistemas de generación, las turbinas de gas han experimentado una rápida expansión en los últimos años [1]. Estos equipos, al igual que sucede en todas las plantas de combustión, han de enfrentarse a los límites legales de emisiones de contaminantes, cada vez más restrictivos. En particular para las turbinas de gas, los contaminantes a los cuales hay que prestar mayor atención son el monóxido de carbono (CO) y los óxidos de nitrógeno (comúnmente indicados con NO_x). La formación de estos contaminantes depende en gran medida de las condiciones en las que se produce la combustión. En particular, la temperatura que se alcanza en la llama es un parámetro determinante en la formación de NO_x térmico [2, 3] como se muestra en la Figura 1.

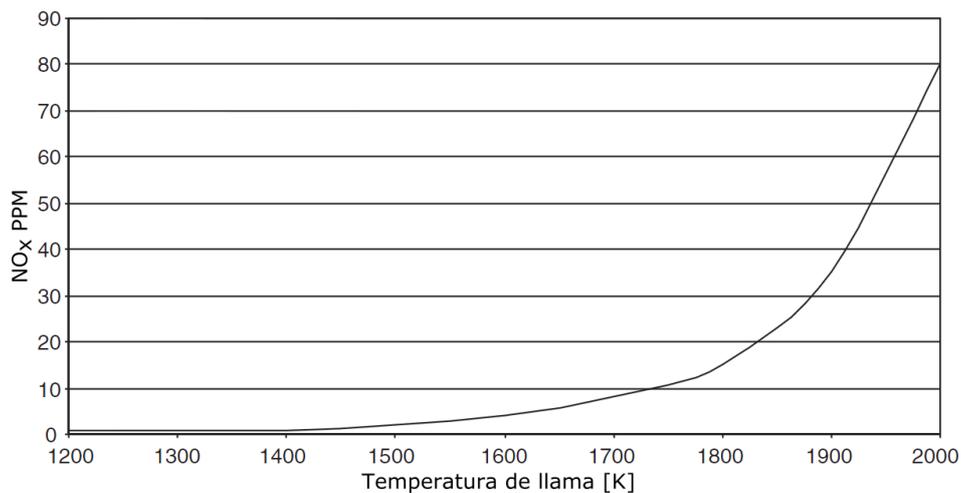


Figura 1: Relación entre temperatura de llama y NO_x generado [2].

Uno de los parámetros de control con mayor influencia sobre la temperatura es el ratio de equivalencia (ER), que se define como el ratio entre la masa de aire estequiométrica con respecto a la empleada, es decir:

$$ER = \frac{\dot{m}_{aire|st}}{\dot{m}_{aire}} \quad (1.1)$$

Esta influencia entre ER y emisiones depende a su vez de otro aspecto fundamental: la forma de mezclar aire y combustible. Por un lado, están las conocidas como llamas de difusión, que son la tecnología tradicional usada previamente en las turbinas de gas. En este caso, aire y combustible se inyectan de forma separada, y las zonas de reacción se establecen en las

regiones del espacio donde la mezcla entre aire y combustible es estequiométrica ($ER = 1$), por lo que la temperatura a la que la combustión tiene lugar, y por tanto el nivel de emisiones, apenas cambian al variar el ER en la alimentación del sistema. En cambio, en las llamas de premezcla, combustible y aire son mezclados antes de ser inyectados en la llama, causando que el ER de las regiones donde se producen las reacciones sea igual al de la alimentación. En este caso sí que hay una relación entre ER y la temperatura de la combustión y por tanto de las emisiones.

Aprovechando esta dependencia entre ER y emisiones, se introdujo en los años 90 la tecnología de las llamas de premezcla pobre, que consiste en la inyección de combustible premezclado con aire a valores de ER muy bajos. Esto causa que las temperaturas que se alcanzan en la combustión disminuyan, bajando muy significativamente las emisiones emitidas en la combustión.

1.2. Inestabilidades termoacústicas

A pesar de las ventajas que presentan los quemadores de premezcla pobre en cuanto a emisión de contaminantes, se ha observado que este tipo de llamas es más propenso a presentar inestabilidades de tipo termoacústico [4, 5]. Este fenómeno consiste en un aumento repentino y muy elevado de la fluctuación de presión en el sistema, la cual puede causar una pérdida de eficiencia del sistema, la reducción de la vida útil del equipo y provocar daños mayores a la estructura de la maquinaria y/o a sus componentes [6] (ver Figura 2). Es por ello que representan uno de los problemas principales en el área de la combustión para estos equipos, que todavía supone un desafío científico y tecnológico, tanto para grupos de investigación en todo el mundo como para grandes fabricantes como Siemens o General Electric.

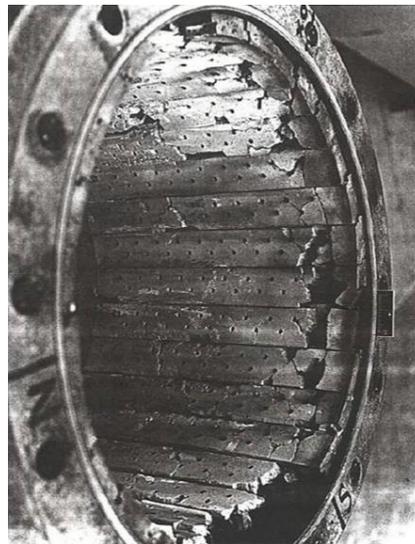


Figura 2: Cámara de empuje de cohete dañada por inestabilidades termoacústicas [7].

Las inestabilidades termoacústicas son causadas por una interacción entre las fluctuaciones de liberación de calor de la llama y el campo acústico de la cámara de combustión. Esta interacción está representada matemáticamente por la expresión integral de la variación de energía acústica [Ec. (1.2)], donde E_{ac} es la energía acústica, p' es la fluctuación de presión y

\dot{Q}' es la fluctuación de liberación de calor (subíndice v por unidad de volumen). La integral de volumen representa el término de generación de energía acústica, y de esta expresión se obtiene el criterio de Rayleigh [Ec. (1.3)], que supone una condición necesaria pero no suficiente para el aumento de la energía acústica y, por tanto, para la aparición de la inestabilidad [8, 9]. Para ello, se requerirá además que la generación de la energía acústica sea mayor que el término de pérdidas.

$$\frac{\partial E_{ac}}{\partial t} = \iiint_V \frac{(\gamma - 1) p'(t, V) \dot{Q}'_v(t, V)}{\bar{\rho} \bar{c}^2} dV - \text{Pérdidas} \quad (1.2)$$

$$\oint_T p'(t) \dot{Q}'(t) dt > 0 \quad (1.3)$$

Para que la integral de la Ec. (1.3) sea positiva, y así se cumpla el criterio de Rayleigh, las fluctuaciones de presión y de liberación de calor han de encontrarse en fase. Si, en cambio, oscilaran fuera de fase, la integral de Rayleigh sería negativa, provocando que la energía acústica disminuyera en el tiempo, ya que el término de pérdidas es siempre positivo.

Cuando la Ec. (1.2) se anula, se constituye un punto de equilibrio de la energía acústica. Si ante una pequeña perturbación acústica positiva, la variación de E_{ac} resulta también positiva, este punto de equilibrio resulta inestable y la energía acústica, y por tanto la amplitud de las fluctuaciones de presión, aumentarán ante esta pequeña perturbación hasta que las pérdidas de energía acústica vuelvan a igualar al término de generación a una amplitud de fluctuación dada. A este punto de equilibrio estable que presenta elevadas fluctuaciones de presión se le denomina ciclo límite.

En el fenómeno de generación de energía acústica aparece un mecanismo de retroalimentación entre el proceso de combustión, las oscilaciones acústicas y las fluctuaciones generadas en el flujo de alimentación de la cámara de combustión (Figura 3). En efecto, en el mecanismo de la inestabilidad no se realimenta de p' a \dot{Q}' de forma directa, sino que las oscilaciones de presión producen fluctuaciones de velocidad del flujo de alimentación del quemador, que son las que finalmente cierran el ciclo causando fluctuaciones en la liberación de calor.

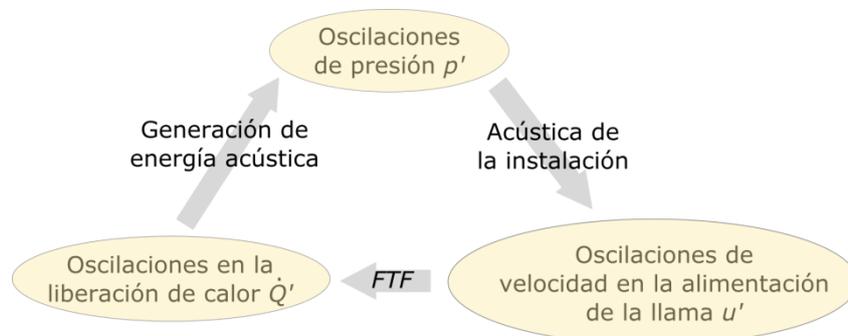


Figura 3: Esquema del proceso de realimentación responsable de las inestabilidades termoacústicas.

En este lazo cerrado, la relación entre las fluctuaciones de presión y las de velocidad viene determinada por la acústica de la instalación. Esta acústica se cuantifica a través de la impedancia acústica del conducto [10], que relaciona ambas fluctuaciones para una frecuencia dada:

$$Z(\omega) = \frac{\hat{p}(\omega)/\bar{\rho c}}{\hat{u}(\omega)} \quad (1.4)$$

donde el símbolo $\hat{}$ representa el fasor complejo asociado a la correspondiente onda armónica. Estas fluctuaciones de velocidad son una de las principales causas de las fluctuaciones de la liberación de calor, aunque no las únicas¹ [10]. La relación entre estas dos magnitudes se cuantifica de manera similar a lo visto para la impedancia acústica, es decir con el ratio entre ambas, parámetro denominado en bibliografía función de transferencia de llama (*FTF, Flame Transfer Function*) [11].

$$FTF(\omega) = \frac{\hat{Q}(\omega)/\bar{Q}}{\hat{u}(\omega)/\bar{u}} \quad (1.5)$$

Esta *FTF* impone una ganancia y un desfase entre ambas fluctuaciones, que a su vez dependen de la frecuencia. De este modo se cierra el ciclo de retroalimentación mostrado en la Figura 3.

1.3. Control de las inestabilidades termoacústicas

Se ha propuesto una gran diversidad de métodos para solucionar el problema de las inestabilidades termoacústicas y disminuir o eliminar el nivel de inestabilidad del ciclo límite alcanzado por la instalación. Los métodos por los que se ha atacado este problema se suelen clasificar en dos tipos: activos y pasivos.

Los métodos pasivos consisten en modificar algún elemento de la instalación o parámetro de operación de la combustión de modo que la acústica del sistema varíe y la amplitud del ciclo límite se vea reducida. En general suelen actuar aumentando la disipación de la energía acústica, sin actuar de forma directa sobre la generación de esta. Algunos de los ejemplos principales son los resonadores Helmholtz y los tubos de cuarto de onda [12].

En cambio, los métodos activos consisten en un control activo del sistema donde se leen unas variables indicadoras de la inestabilidad, por ejemplo la fluctuación de presión, y se actúa sobre otra(s) variable(s) del sistema según una ley de control con el objetivo de minimizar la inestabilidad [13]. Uno de los ejemplos del control activo es la actuación sobre las fluctuaciones de velocidad con una válvula de alta frecuencia, modificando el ciclo de realimentación de la Figura 3. Estos métodos presentan la ventaja de que se adaptan fácilmente a cambios en la instalación, siendo ésta una de las principales desventajas de los sistemas pasivos. Sin embargo, suelen requerir de equipos de alto precio, así como del trabajo necesario para la instalación, programación y comunicación entre sí de los equipos necesarios,

¹ Las fluctuaciones del *ER* también producen fluctuaciones en la liberación de calor. En este trabajo nos centraremos en el efecto de las fluctuaciones de velocidad, produciendo un bloqueo sónico a la entrada del combustible para evitar las fluctuaciones de *ER*.

motivos que pueden causar que no sea rentable su instalación, y explican que las técnicas de control activo no hayan conseguido el nivel de implantación que cabía esperar.

1.3.1. Llamas piloto

Para el encendido de los sistemas basados en llamas premezcla se utilizan las llamadas llamas piloto. Consisten en la inyección de combustible no premezclado que genera llamas de difusión, con las que puede conseguirse una ignición estable para rangos de caudales y condiciones del flujo de aire de combustión mucho más amplios que para llamas de premezcla. Normalmente la llama piloto se dispone de forma concéntrica con el conducto de inyección de premezcla como se representa en la Figura 4-c. Además de facilitar el encendido, esta configuración supone la presencia de un cuerpo romo en el centro de la inyección que otorga una mayor estabilidad a la llama de premezcla debido a una recirculación central de los gases quemados [14]. Dado que las llamas de difusión generan unas emisiones de NO_x (y, en ocasiones, de CO) mucho más elevadas que las de premezcla, el suministro de la llama piloto se corta tras el encendido, quedando únicamente la llama de premezcla como se representa en la Figura 4-b.

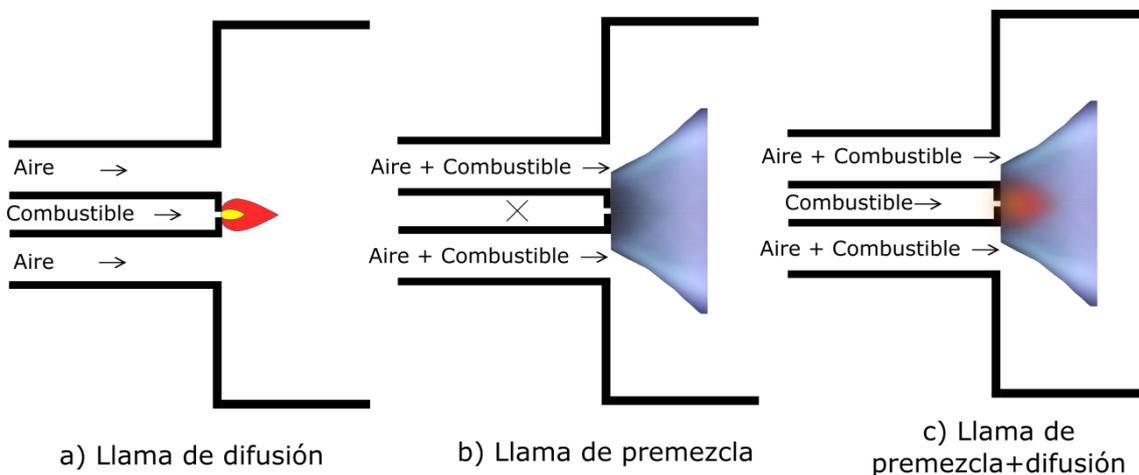


Figura 4: Representación esquemática de los distintos tipos de llama según la configuración de las líneas de alimentación.

Por otro lado, las llamas de difusión presentan una mayor estabilidad que las de premezcla [15, 16]. Por ello, las llamas piloto pueden ser empleadas para la disminución del nivel de la inestabilidad de las llamas de premezcla [15-19], como se representa en la Figura 4-c. Esto produce un mejor anclaje global de la llama, reduciendo el nivel de las fluctuaciones alcanzadas. Por el contrario, puede producir un aumento de las emisiones al crear una zona rica en la llama, aunque al ser un pequeño caudal de combustible con respecto al que proviene de premezcla este incremento es muy pequeño, e incluso el nivel de emisiones puede disminuir ya que uno de los mecanismos que aumentan las emisiones son las propias fluctuaciones de la llama de premezcla, que quedan reducidas con la llama secundaria o piloto [16, 20].

Varios estudios han propuesto métodos de control activo que actúan únicamente sobre el caudal de combustible de la llama piloto a través de una válvula de alta frecuencia [20-24], logrando reducir la inestabilidad del ciclo límite en mayor medida que únicamente añadiendo la llama piloto (entre 10-25 dB extra). En particular, en [20-22] se realiza un control *phase-shift*

sobre el desfase entre p' y la señal de la válvula de alta frecuencia, que a su vez produce un desfase entre p' y la fluctuación de velocidad en el conducto de la llama piloto, u'_d . Por tanto, estas fluctuaciones de velocidad tienen un efecto apreciable en la fluctuación de la liberación de calor, aunque esta relación es más complicada que el caso de llama de premezcla o llama de difusión consideradas por separado [25, 26], y no se han encontrado intentos de caracterizar una *FTF* en la bibliografía para el caso de llama premezcla con llama piloto en el centro. A pesar de la dificultad de su caracterización, existirá una ley óptima para u'_d en el lazo de control para que la generación de energía acústica sea mínima [Ec. (1.2)] y la amplitud del ciclo límite disminuya al mínimo. En la Tabla 1 se resume la reducción conseguida por este tipo de métodos.

Autor	Método	Reducción en dB
Choi et al (2005) [17]	Adición pasiva de llama piloto	10-20
Neumeier et al (1996) [23]	Adición llama piloto + Control en lazo cerrado	26
Guyot et al (2007) [20]	Adición pasiva de llama piloto	-
	Control Phase-shift	12 extra
Tachibana et al (2007) [24]	Adición pasiva de llama piloto	18
	Control en lazo cerrado H^2/H^{inf}	10 extra

Tabla 1: Resumen de controles de inestabilidad basados en la adición y control de llama piloto.

1.4.Propuesta: Control pseudo-activo

Algo que no se ha tenido en cuenta en estos estudios que consideran añadir una pequeña llama piloto a la llama premezcla, es la acústica del circuito de la llama de difusión. La propia acústica de este conducto provoca que las fluctuaciones de presión presentes en la cámara de combustión conlleven unas fluctuaciones de velocidad a través de la impedancia acústica del conducto [Ec. (1.4)], sin necesidad de la actuación de una válvula de alta frecuencia. Estas fluctuaciones propias siguen estando presentes incluso cuando se añade la válvula de alta frecuencia, aunque la propia válvula y su ley de control modificarán la acústica del conducto.

Con todo esto en mente, el objetivo de este Trabajo de Fin de Máster consiste en realizar un estudio exploratorio sobre el control de la estabilidad del sistema global a través de la fluctuación de la liberación de calor de la llama piloto, utilizando para ello la propia acústica del conducto, y actuando en esta mediante métodos pasivos, con el objetivo de contrarrestar la liberación de calor de la inestabilidad. De este modo se pretende caracterizar un fenómeno hasta ahora no tenido en cuenta en estudios anteriores, a pesar de que podría influenciar los resultados obtenidos.

Como resultado de este análisis, se plantea una estrategia de diseño para optimizar la oscilación de velocidad en el conducto de difusión, en la misma línea que los métodos de control activo pero sin la necesidad de los equipos que estos métodos necesitan. A pesar de basarse en métodos pasivos, los parecidos con los controles activos de este método nos han motivado para denominar esta propuesta como *control pseudo-activo*, cuya lógica de funcionamiento queda representada esquemáticamente en la Figura 5. Además, al actuar sobre la acústica del conducto de difusión, este método resulta considerablemente más sencillo de implementar y de modificar en comparación a los métodos pasivos propuestos en la bibliografía, ya que actúan sobre el conducto de premezcla o la cámara de combustión. La acústica del conducto de difusión es más sencilla de estudiar, al circular por él gases fríos y

poseer una geometría más sencilla que la cámara de combustión. Recordar que el conducto de difusión es algo que está siempre presente en la instalación aunque sea solo para el encendido, por lo que la implementación de la mayoría de los elementos necesarios para este control pseudo-activo son necesarios de por sí para el funcionamiento de la instalación.

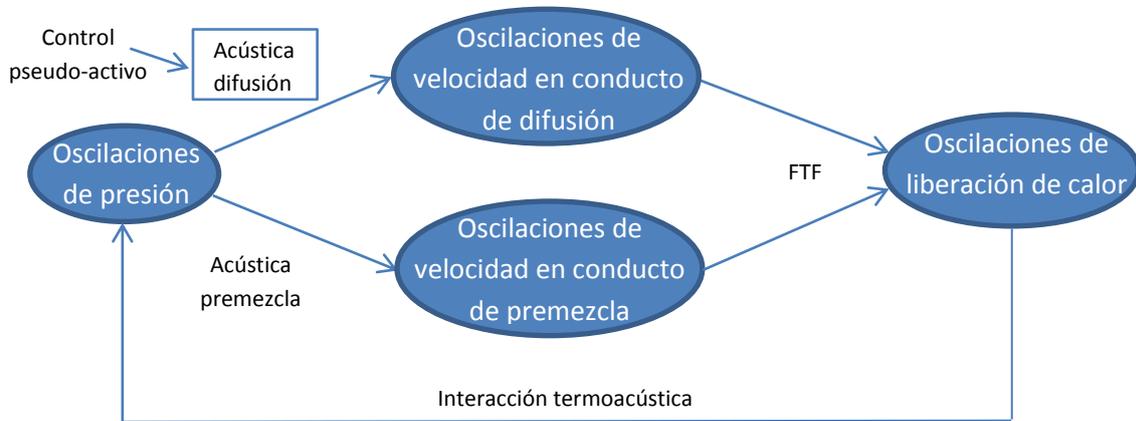


Figura 5: Esquema del proceso de realimentación de las variables termoacústicas con llama piloto presente. Esta es la configuración sobre la que se plantea trabajar en este estudio.

1.4.1. Planteamiento del problema

Para cumplir las metas propuestas de este TFM se necesita del estudio de la acústica que permite obtener una fluctuación de velocidad en el conducto de difusión (u'_d), que a su vez produzca una liberación de calor (\dot{Q}'_d) que ayude a la reducción del ciclo límite. La interacción entre las oscilaciones de velocidad en el conducto de difusión u'_d y la fluctuación de calor asociado a ellas \dot{Q}'_d no es ni mucho menos trivial, y apenas se ha podido encontrar rastro de ella en la bibliografía [18]. Por este motivo, se ha desacoplado el problema en las dos siguientes partes:

- *Sec. 3. Estudio de una estrategia para la modificación de la acústica del conducto de difusión.* Esto supone la primera parte del control pseudo-activo en la que se actúa sobre el sistema, permitiendo la modificación de u'_d a través de la modificación de la impedancia acústica.
- *Sec. 4. Estudio de la dependencia del ciclo límite con la impedancia del conducto de difusión.* En este caso, resulta fundamental la relación entre u'_d , conocida mediante el estudio anterior, y \dot{Q}'_d , que es la variable que finalmente actúa sobre el ciclo límite. Al no conocerse esta dependencia (*FTF*), no es posible definir de antemano la configuración óptima y deben seguirse procedimientos alternativos para relacionar la geometría de la inyección y los efectos del control pseudo-activo. El objetivo de este estudio será, por tanto, intentar determinar cuál es la impedancia óptima del conducto de difusión, así como cuantificar las reducciones obtenidas en la amplitud del ciclo límite.

2. Descripción de la instalación

La instalación experimental donde se han realizado las pruebas está situada en el Laboratorio de Investigación en Fluidodinámica y Tecnologías de la Combustión (LIFTEC), un centro mixto perteneciente al CSIC y la Universidad de Zaragoza. En la Figura 6 se muestra tanto una fotografía tomada de la instalación como un dibujo esquemático de ésta.

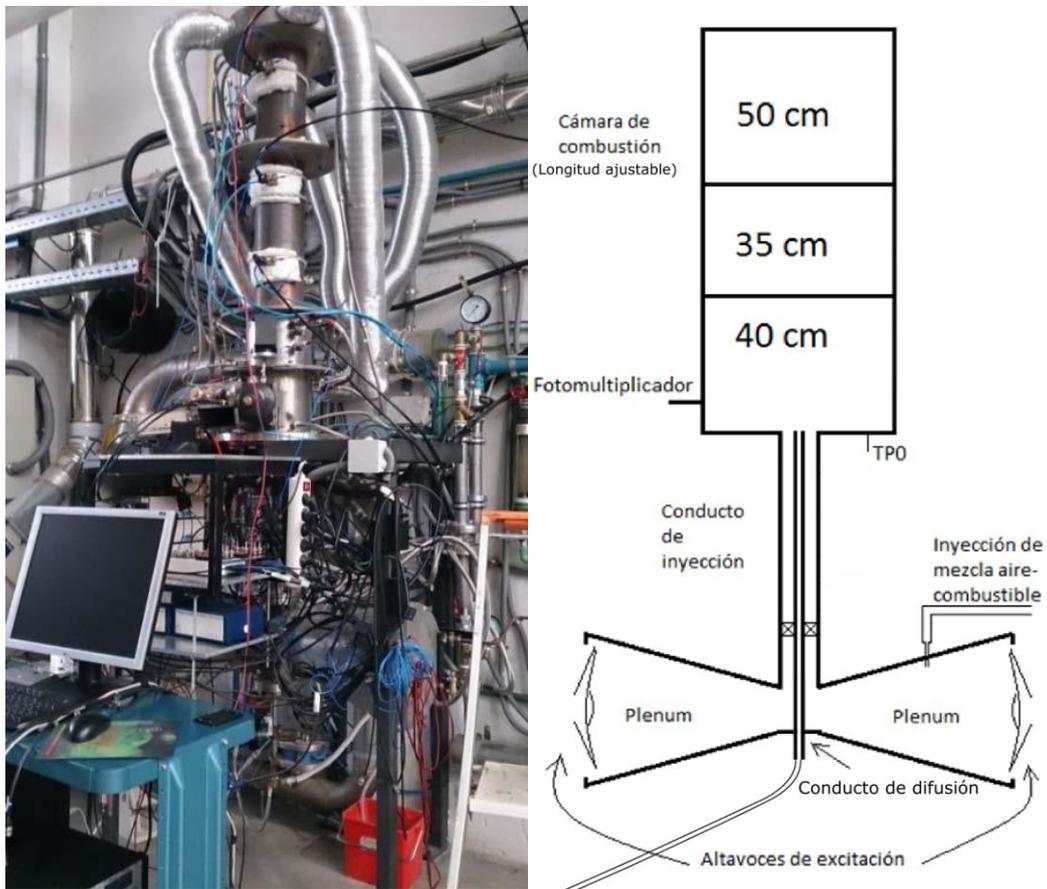


Figura 6: Izda., imagen de la instalación experimental situada en el LIFTEC. Dcha., dibujo esquemático de la instalación [27].

Esta instalación se ha diseñado para el estudio de quemadores de gas de premezcla perfecta (con y sin llama piloto), premezcla parcial y difusión. El sistema reproduce las principales características de los equipos reales, permitiendo una amplia flexibilidad en aspectos como el grado de premezcla, la configuración del quemador o las características acústicas del sistema. Incorpora instrumentación para estudiar tanto la llama como el comportamiento de toda la instalación (sensores de radiación, espectrómetro, imágenes de llama en el rango visible y ultravioleta, fluctuaciones de presión) y amplio acceso para la utilización de sondas o técnicas ópticas.

La mezcla de combustible con aire se inyecta en un plenum, situado antes del conducto de inyección. Seguidamente la mezcla entra en el conducto de inyección (o conducto anular), en el cual se halla un swirler el cual induce un movimiento helicoidal a la mezcla aire-combustible. Finalmente, la mezcla alcanza la cámara de combustión donde se quema. De forma concéntrica al conducto anular se encuentra el conducto de la llama piloto que desemboca también en la cámara de combustión.

La cámara de combustión posee una parte de cuarzo que permite el acceso óptico a la zona en la que se produce la llama, lo que permite el estudio de esta mediante distintos métodos basados en mediciones ópticas. A su vez, la longitud de la cámara es ajustable a unos valores predeterminados, modificando así su acústica y en consecuencia se modificará el comportamiento de las inestabilidades termoacústicas presentes.

Véase Anexo I para más detalles sobre la instalación.

2.1. Conducto de combustible de la llama piloto

Un elemento fundamental en este trabajo es el conducto por el que circula el combustible de la llama piloto. Es el conducto central etiquetado en la Figura 6 como 'Conducto de difusión', y será así denominado durante el resto del documento por brevedad.

En la Figura 7 se representa la configuración de este conducto con mayor detalle. Este conducto comienza con un orificio 'bloqueado' (en el que se produce bloqueo sónico) que ciega acústicamente todo aquello que esté aguas arriba, por lo que la línea de alimentación no influirá en la acústica de este conducto. A continuación se conecta un conducto flexible de poliamida de diámetro interior 8 mm, de tal modo que su sustitución se produce en unos pocos segundos, facilitando así el cambio de acústica del conducto de difusión. Este conducto flexible desemboca en un conducto recto rígido metálico del mismo diámetro interior (8 mm) que es concéntrico al conducto de inyección de premezcla. Es importante que no haya cambio de área entre ambos conductos para evitar un desacoplamiento acústico. Finalmente, este conducto recto desemboca en la cámara de combustión a través de un orificio de inyección de 2.5 mm de diámetro situado en el extremo.

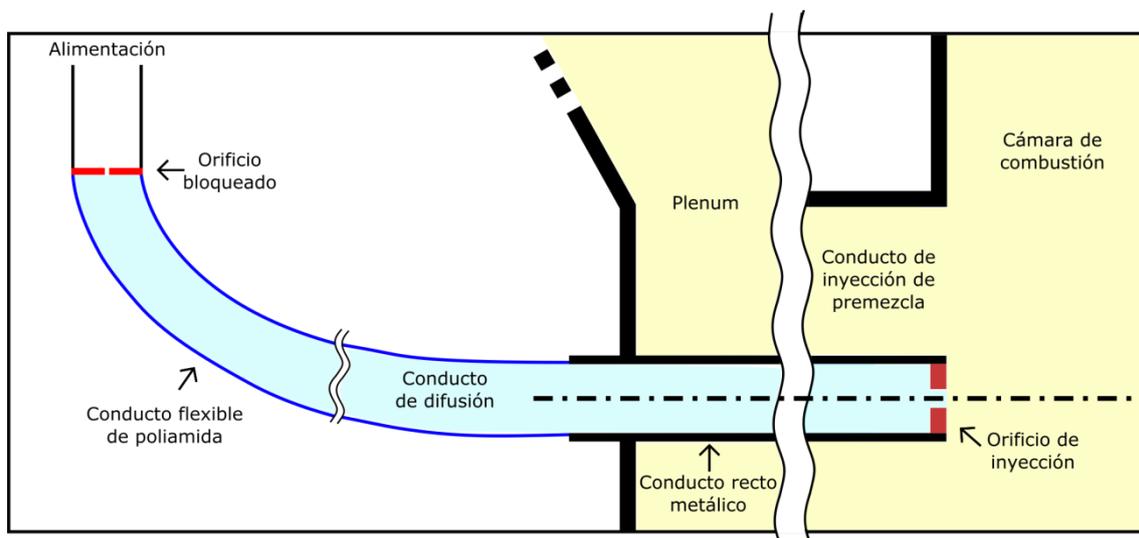


Figura 7: Esquema de la configuración implementada del conducto de difusión, sombreado de color azul.

La elección de esta configuración para el conducto de difusión está justificada en la Sec. 3. El conducto recto metálico es el único elemento que no se considera viable modificar, ya que conllevaría una gran cantidad de trabajo de taller, en especial para conseguir de forma precisa el alineado vertical del conducto. Por lo tanto, las modificaciones que se efectuarán serán aguas arriba de este conducto, exceptuando el orificio de inyección situado al final del conducto de difusión, que es intercambiable y fácil de reemplazar.

2.2. Instrumentación

La instalación cuenta con un transductor de presión (TPO) que proporciona las medidas de fluctuación de presión que aparecen en la cámara de combustión, magnitud empleada para caracterizar la amplitud del ciclo límite que se establezca. A su vez también cuenta un fotomultiplicador que mide la radiación emitida por la llama filtrada en la banda asociada a CH^* (430 ± 5 nm). La emisión debida a este radical durante el proceso de combustión se considera linealmente dependiente del desprendimiento instantáneo de calor [10, 28, 29], por lo tanto su medida es representativa del calor emitido por la llama. También se dispone de un equipo de hilo caliente para la medición de la velocidad local del flujo.

Para mayor detalle de la instrumentación de medida así como la de adquisición de datos se recomienda consultar el Anexo I.

3. Estudio de la acústica del conducto de difusión

Dado que el parámetro de control del control pseudo-activo es la acústica del conducto de difusión, es necesario realizar un estudio detallado sobre ella. En este apartado se realiza un análisis sobre la acústica, tanto teórico como experimental, con el objetivo de establecer una estrategia para la modificación a voluntad de la acústica del conducto de difusión.

Tras exponer una breve noción de teoría acústica, se realiza un análisis teórico y un modelado de la acústica del conducto de difusión, que es comparado con mediciones experimentales para comprobar la validez del modelado.

3.1. Teoría básica

A continuación se expone un breve compendio con la teoría básica necesaria para el desarrollo de este trabajo. En el Anexo III se puede encontrar esta teoría explicada en mayor detalle.

3.1.1. Propagación de ondas

Para desarrollar las ecuaciones fundamentales de la acústica, el primer paso consiste en descomponer los parámetros que caracterizan el flujo (presión p , densidad ρ y velocidad u) como la suma de dos componentes: una que caracteriza el flujo medio estacionario (denotado con una barra) tanto en el espacio (x) y en el tiempo (t) y otra que refleja las pequeñas perturbaciones (denotada con primas) que fluctúan alrededor de este valor estacionario.

$$p(x, t) = \bar{p} + p'(x, t) \quad (3.1)$$

$$\rho(x, t) = \bar{\rho} + \rho'(x, t) \quad (3.2)$$

$$u(x, t) = \bar{u} + u'(x, t) \quad (3.3)$$

Insertando esta descomposición en las ecuaciones básicas de conservación (conservación de la masa, ecuación de cantidad de movimiento, ecuación de la energía y ecuación de la entropía) y bajo la hipótesis de fluctuaciones pequeñas con respecto al valor medio ($\phi' \ll \bar{\phi}$), se obtienen las ecuaciones fundamentales de la acústica lineal. Para un conducto recto y tras aplicar distintas simplificaciones [10], se obtiene la ecuación de onda unidimensional², expresada en la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0 \quad (3.4)$$

La solución de esta ecuación se puede descomponer en dos contribuciones provenientes de: una onda que se propaga en dirección de x positivas, f , y otra onda que se propaga en dirección de x negativas, g , ambas a velocidad de propagación c . Estas dos ondas f y g son las

² Entre estas simplificaciones destacan despreciar las fuerzas viscosas y de volumen, despreciar la conducción de calor y suponer un flujo isoentrópico. Para no añadir términos convectivos, se supone que la velocidad media del flujo es mucho menor que la del sonido ($\bar{u} \ll c$).

Para la aproximación unidimensional se supone que dos de las tres dimensiones espaciales del problema son mucho menores que la longitud de onda ($\lambda = 2\pi c/\omega$).

Estas aproximaciones son razonables, y dan lugar a modelos que se aproximan muy bien a la acústica de conductos rectos.

denominadas invariantes de Riemann, las fluctuaciones de presión y velocidad se pueden expresar en función de ellas de la siguiente forma:

$$\frac{p'(x, t)}{\bar{\rho}c} = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (3.5)$$

$$u'(x, t) = f(x - ct) - g(x + ct)$$

Suponiendo una dependencia armónica del tiempo, la dependencia espacio-temporal de las invariantes de Riemann sigue las siguientes expresiones:

$$f(\xi_+) = f(0) \cdot e^{i\omega t - ikx}, \quad \xi_+ = x - ct \quad (3.6)$$

$$g(\xi_-) = g(0) \cdot e^{i\omega t + ikx}, \quad \xi_- = x + ct$$

donde k representa el número de onda definido de la siguiente manera:

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (3.7)$$

Recalcar que esta evolución espacial [Ec. (3.6)] se cumple para la geometría de un conducto recto de sección constante. Al aplicar variaciones de área la dependencia espacial de las invariantes de Riemann cambia (ver Anexo III), pero aun así la descomposición de las fluctuaciones de presión y velocidad en las invariantes de Riemann f y g sigue siendo válida.

3.1.2. Coeficiente de reflexión e impedancia acústica

Los coeficientes de reflexión son unos números adimensionales que se definen como el ratio entre la amplitud de la onda reflejada y la onda incidente en un punto cualquiera (x) del sistema considerado [10], siendo especialmente empleados para describir las condiciones de contorno. Su formulación variará dependiendo de cuál de las dos ondas presentes se considere la reflejada y cuál la incidente. La Ec. (3.8) expresa estas formulaciones:

$$\text{C. reflexión downstream: } R_d(x, \omega) \equiv \frac{g(x, \omega)}{f(x, \omega)} \quad (3.8)$$

$$\text{C. reflexión upstream: } R_u(x, \omega) \equiv \frac{f(x, \omega)}{g(x, \omega)}$$

Estos coeficientes, con una geometría dada, dependen en general de la frecuencia. Aunque existen algunos casos ideales donde este valor es constante, como un final cerrado ($R_{u,d} = 1$) o final abierto ($R_{u,d} = -1$), como corresponde, respectivamente, a fluctuaciones nulas de velocidad y presión.

Otro parámetro adimensional de utilidad es la impedancia acústica, que se define como el cociente entre la fluctuación de presión y la de velocidad según la siguiente expresión:

$$Z(x, \omega) \equiv \frac{\hat{p}(x, \omega) / \bar{\rho}c}{\hat{u}(x, \omega)} \quad (3.9)$$

donde el símbolo $\hat{}$ se emplea para denotar de forma explícita que se emplea el fasor complejo de onda. De forma similar se ha definido la impedancia (acústica) inversa, ya que para los propósitos de este trabajo resulta más intuitivo y directo razonar en términos de este ratio:

$$Z^{-1}(x, \omega) \equiv \frac{\hat{u}(x, \omega)}{\hat{p}(x, \omega)/\bar{\rho}c} \quad (3.10)$$

Esta expresión de la impedancia inversa se puede reescribir en términos de las invariantes de Riemann y del coeficiente de reflexión. A continuación, se muestra esta expresión para el coeficiente de reflexión *upstream* R_u :

$$Z^{-1} \equiv \frac{\hat{u}}{\hat{p}/\bar{\rho}c} = \frac{f - g}{f + g} = \frac{R_u - 1}{R_u + 1} \quad (3.11)$$

Por último, detallar que se puede asociar un tiempo de retraso τ_d a la fase entre dos ondas cualesquiera ϕ_1' y ϕ_2' , donde ϕ_1' adelanta a ϕ_2' , como:

$$\tau_d = \frac{\angle(\hat{\phi}_1, \hat{\phi}_2)}{\omega} = \frac{\angle(\hat{\phi}_1/\hat{\phi}_2)}{\omega} \quad (3.12)$$

Esta interpretación temporal del desfase entre dos ondas será aplicada a la interpretación de la *FTF* [Ec. (1.5)], así como de Z^{-1} .

De ahora en adelante, con el objetivo de simplificar la notación matemática, se obviará la notación de fasor de onda $\hat{\phi}$, escribiéndolo directamente como ϕ' .

3.2. Restricciones físicas en la impedancia inversa

La impedancia inversa Z^{-1} del conducto de difusión supone un parámetro fundamental para los objetivos del control pseudo-activo, ya que expresa de forma directa la relación entre las oscilaciones de presión p' existentes en la cámara y las oscilaciones de velocidad que éstas inducen en el conducto de difusión u'_d . Por ello, previamente a analizar en detalle la acústica del conducto de difusión, se ha analizado si la restricción al empleo de métodos pasivos puede conllevar en general alguna restricción en la impedancia acústica que se pueda obtener.

En los métodos pasivos no se suministra energía al sistema. Por lo tanto, por conservación de energía, la amplitud de la onda reflejada será siempre menor o igual que la incidente, lo que implica que el valor absoluto del coeficiente de reflexión va a ser siempre menor o igual a la unidad ($|R_{u,d}| \leq 1$). Además, los efectos disipativos acústicos contribuirán a disminuir la amplitud de la onda reflejada. Los cambios de área tampoco modifican esta restricción³, como se demuestra en el Anexo II. De ahora en adelante se toma como convenio que f es la onda reflejada y g la incidente, adaptando esta convención a la instalación del LIFTEC, ya que el final acústico (conducto bloqueado) se encuentra en el extremo izquierdo. Este convenio no supone ninguna pérdida de generalidad, ya que la dirección de ordenada x positiva se puede establecer de tal modo que este convenio se cumpla.

En el plano complejo, la restricción debida a $|R_u| \leq 1$ se interpreta delimitando el coeficiente de reflexión R_u al círculo unidad. Una cuestión que surge es cómo afecta esta delimitación en R_u a la impedancia inversa Z^{-1} , ambas variables relacionadas mediante la Ec. (3.11). La impedancia inversa Z^{-1} queda entonces restringida a la imagen del círculo unidad al aplicarle la función $h(\cdot)$ [Ec. (3.13)].

³ Esto se ha demostrado despreciando los efectos del orden del número de Mach en la formulación.

$$Z^{-1} = \frac{R_u - 1}{R_u + 1} \equiv h(R_u), \quad G_1 = \{R_u \in \mathbb{C} (|R_u| \leq 1)\} \quad (3.13)$$

donde G_1 representa el dominio donde R_u toma valores físicamente posibles para los métodos pasivos. El punto ($R_u = -1$) supone el único punto de discontinuidad en esta función ya que se corresponde a $p' = 0$, dejando la impedancia inversa como una división entre cero.

Definimos a su vez las siguientes regiones geométricas, que serán de utilidad a continuación:

- C_R se define como la circunferencia de radio $R \Rightarrow C_R: \{|R_u| = R\}$.
- G_R se define como el círculo asociado a la circunferencia $C_R \Rightarrow G_R: \{|R_u| \leq R\}$

Se ha demostrado la siguiente propiedad de las funciones de variable compleja que resulta de interés para el caso aquí analizado (su demostración se muestra en el Anexo II): dada una función de variable compleja $h(\cdot)$ que es biyectiva y diferenciable en una región G delimitada por una única curva que no se corta a sí misma C , la imagen $h(G)$ resulta en otra región delimitada por una única curva que no se corta a sí misma⁴, $h(C)$.

La función de la Ec. (3.13) cumple todos los requisitos excepto el de diferenciability debido a la discontinuidad del punto ($R_u = -1$). Si se restringe este dominio de definición del coeficiente de reflexión a un círculo de radio $R < 1$ (G_R), se elimina dicha discontinuidad y se cumplen todos los requisitos especificados. Esto implica que todas las impedancias inversas asociadas a coeficientes de reflexión de valor absoluto $|R_u| \leq R < 1 \Rightarrow (R_u \in G_R)$, que representan una región delimitada por la circunferencia C_R , se encuentran en una región $h(G_R)$ delimitada por la curva $h(C_R)$.

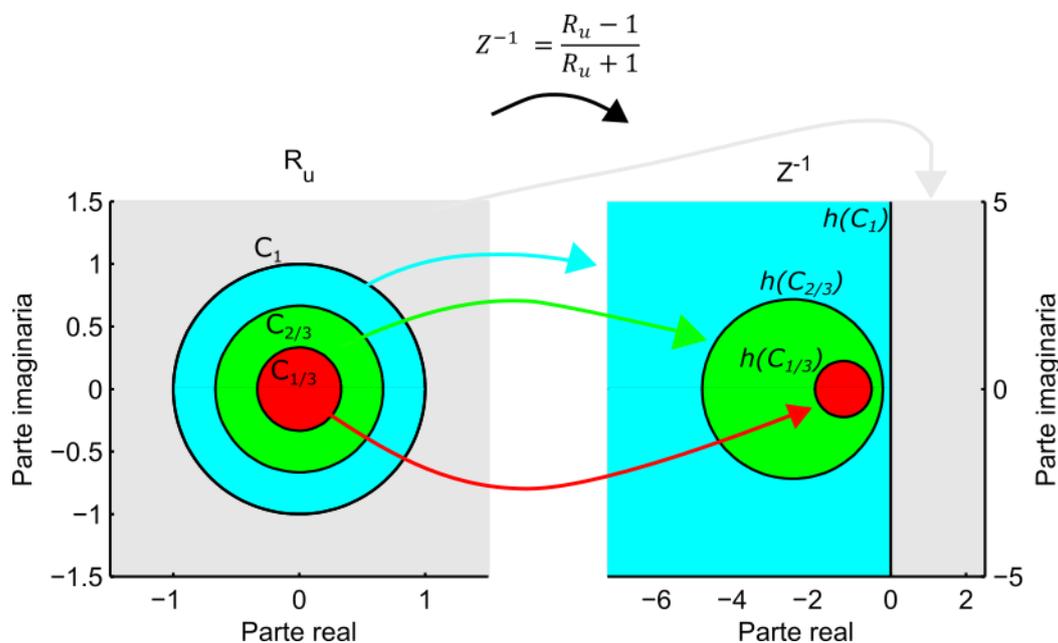


Figura 8: Representación en el plano complejo de la transformación del coeficiente de reflexión R_u (izda.) en la impedancia inversa Z^{-1} (dcha.). Se ha representado tres circunferencias concéntricas en R_u con el respectivo círculo relleno de un color diferente. Radios = 1 (C_1 , cian), $2/3$ ($C_{2/3}$, verde) y $1/3$ ($C_{1/3}$, rojo).

⁴ En realidad, esta propiedad necesita de un par de requisitos extra que no se indican aquí por brevedad y claridad. Ver Anexo II si se desea profundizar en este tema.

En el Anexo II también se demuestra que la curva $h(C_R)$ y $h(G_R)$ se corresponden con la circunferencia y círculo respectivamente de centro $a = -\frac{1+R^2}{1-R^2} + 0i$, y radio $R_z = \frac{2R}{1-R^2} = \sqrt{a^2 - 1}$. Notar que estas circunferencias (y círculos) se encuentran por completo en el semiplano de parte real negativa dado que $R < 1$.

Para representar el dominio original de la Ec. (3.13), se puede hacer el límite $\lim_{(R \rightarrow 1^-)} h(C_R)$. Ello resulta en la divergencia de la circunferencia descrita por $h(C_R)$, y se transforma en el eje imaginario. Por tanto, la imagen $h(G_1)$ del círculo unidad G_1 consiste en el semiplano de parte real negativa. Esto se ilustra en la Figura 8 para las circunferencias $C_{1/3}, C_{2/3}, C_1$.

Esto implica que por métodos pasivos sólo se podrán obtener impedancias inversas del semiplano negativo, y por tanto los valores de fase de la impedancia inversa quedan restringidos al rango $[90^\circ, 270^\circ]$. Entonces, de los 360° en un principio alcanzables, se dispondrá tan solo de la mitad. Es posible que el valor óptimo de u'_d que disminuya al máximo la amplitud del ciclo límite no sea alcanzable si se corresponde con una impedancia inversa de parte real positiva, teniendo que resignarse con el valor de u'_d óptimo dentro de los valores alcanzables. Esto supone una importante limitación en la libertad de actuación del método de control propuesto.

3.3. Análisis y modelado de la impedancia acústica del conducto de difusión

Para los objetivos del control pseudo-activo sería deseable que la impedancia inversa tomara el mayor rango de valores posibles, siempre cumpliendo con la restricción física impuesta en la sección anterior. Por ello, se analiza a continuación si la geometría del conducto de difusión detallada en el apartado 2.1 permite abarcar un rango de impedancias inversas lo suficientemente amplio.

En una primera aproximación, se ha realizado un modelado sencillo de la acústica del conducto de difusión, detallado en el Anexo III, para un estudio preliminar de la viabilidad de esta estrategia que consiste en la variación de longitud del conducto de difusión. Según este modelado, al variar la longitud, el coeficiente de reflexión describe circunferencias con centro en el origen en el plano complejo.

Sin embargo, este modelo no tiene en cuenta factores como la disipación acústica o efectos del orden del número de Mach, que hacen que disminuya la amplitud de la onda reflejada f , por lo que no ofrece estimaciones realistas⁵ del radio de estas circunferencias $|R_u| = |f/g|$. Por este motivo, se ha realizado un estudio paramétrico de la impedancia del conducto de difusión en función del valor de $|R_u|$, resumido en la Figura 9.

De cara al control pseudo-activo, el objetivo sería obtener un rango de variación de impedancias inversas que cubra el máximo abanico de fases posibles (siempre dentro de la restricción en la fase de 180° detallada en la Sec. 3.2), al mayor valor absoluto posible. La justificación de este objetivo se encuentra detallada más adelante en la Sec. 4.1.2, y su principal motivo es la incertidumbre sobre la FTF de la llama de difusión. Además, sería

⁵ Al no ser considerados ni la disipación ni efectos del orden del Mach, se obtiene que $|f| = |g|$, y por tanto $|R_u| = 1$, obteniendo la línea negra de la Figura 9.

conveniente que la variación de la fase de la impedancia inversa con la longitud del conducto no fuera demasiado brusca, como sucede con $|R_u| = 1$, ya que la regulación precisa de la fase sería difícil de llevar en la práctica. Con esto en mente, se observa que valores de $|R_u| \approx 0.8$ cumplen estos requisitos, sugiriendo que esta estrategia de dimensionamiento del conducto de difusión resulta adecuada para el control pseudo-activo, siempre que los niveles de disipación acústica sean tales que se obtenga dicho valor de $|R_u|$.

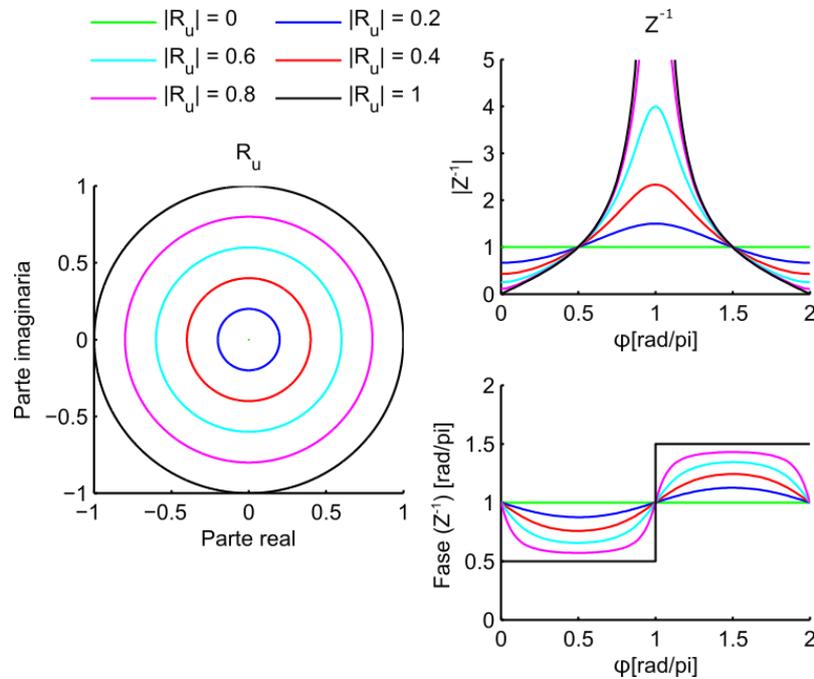


Figura 9: A la izda., circunferencias en el plano complejo del coeficiente de reflexión R_u . Cada circunferencia de $|R_u| = \text{cte.}$ equivale a la variación de longitud del conducto recto, con una condición de contorno fija al final del conducto. A la dcha., se muestra el valor absoluto y la fase de la impedancia inversa Z^{-1} del modelo simplificado del conducto de difusión, en función del valor de $|R_u|$ (distintas líneas) y en función del ángulo ϕ que posee R_u (ángulo del punto en la circunferencia del gráfico de la izda., $\phi = -2kL$).

Por tanto, se ha realizado un modelado más completo que sí tenga estos factores acústicos más complejos en cuenta con el objetivo de obtener una estimación precisa de la impedancia acústica de esta configuración, obteniendo una estimación realista del valor de $|R_u|$. De este modo, se dispondría de una herramienta con la que obtener un rango de longitudes del conducto de difusión que resulten en un rango óptimo de impedancias inversas para su posterior aplicación en el control pseudo-activo.

Para el desarrollo del modelo, el sistema se trata como una red acústica compuesta por las partes representadas en la Figura 7: orificio bloqueado, conducto flexible de poliamida, conducto recto metálico y orificio de inyección. En la Figura 10 se presenta un esquema de la conexión de estas partes. El modelado de cada uno de ellos (más completo con respecto al apartado anterior) se describe a continuación, y se encuentra detallado en el Anexo III:

1. El orificio bloqueado representa una condición de contorno acústica definida ($R_u \approx 1$) [30], siendo acústicamente idéntico a un final cerrado.
2. Tanto el conducto flexible de poliamida como el conducto recto metálico se han modelado del mismo modo, ya que se ha asumido que el radio de curvatura del primero es lo

suficientemente grande como para considerarlo como conducto recto. Se incluyen efectos disipativos corrigiendo el número de onda (k) que tienen efectos considerables sobre $|R_u|$ [31]. Esta corrección requiere de un factor experimental que tiene en cuenta la rugosidad de las paredes, que se ha de ajustar para ambos conductos. Además, se emplea la solución de la *ecuación convectiva de ondas* [10], que supone una modificación de la ecuación de propagación de ondas [Ec. (3.4)] al no despreciar la velocidad media del flujo frente a la velocidad del sonido.

3. El orificio de inyección al final del conducto se modela como un cambio de área teniendo en cuenta tanto efectos del orden del número de Mach como el hecho de que el orificio tiene un espesor de pared finito [32]. Estos efectos modifican apreciablemente $|Z^{-1}|$ especialmente cerca del máximo que presenta en amplitud (Figura 9), precisamente la zona más interesante para el control pseudo-activo.

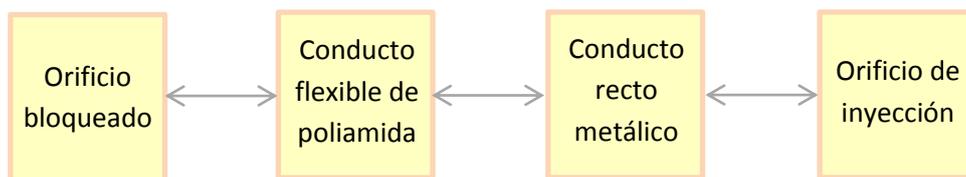


Figura 10: Representación esquemática del modelado acústico del conducto de difusión

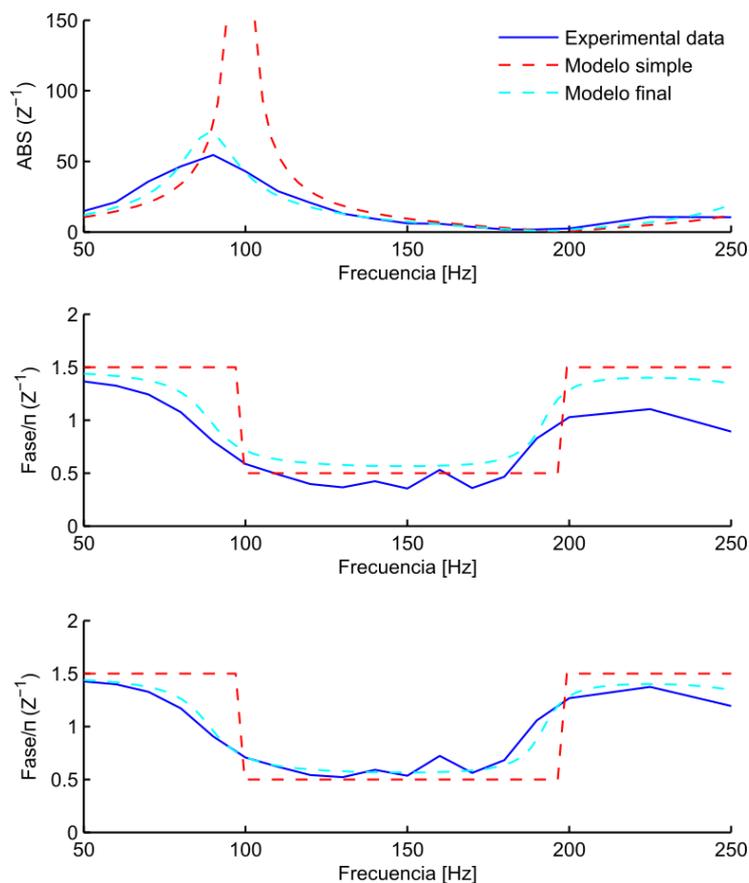


Figura 11: Impedancias inversas Z^{-1} experimentales (línea continua) junto con las de los modelos propuestos (líneas a trazos). Arriba, magnitud de Z^{-1} . Centro, fase de Z^{-1} . Abajo, fase de Z^{-1} con la corrección del desvío en los datos experimentales.

En la Figura 11 se grafican la medición experimental (detallada en Sec. 3.5.2) de la impedancia acústica del conducto de difusión para una longitud del conducto arbitraria. Se observa cómo este modelado más completo ofrece una predicción mucho más cercana a los datos experimentales. Aun así, aparece un desvío en el valor de la fase entre modelo y los datos experimentales. La metodología del ensayo, y este desvío en la fase se discuten en mayor profundidad en la Sec. 3.5.

3.4. Estrategia de selección de impedancias

El método elegido para modificar la impedancia inversa del conducto de difusión es el cambio de longitud del conducto flexible de poliamida (Sec. 3.3). Para que esto tenga unos efectos apreciables en el ciclo límite de la cámara de combustión, el rango disponible de impedancias inversas debería ofrecer un amplio abanico de valores de fase para disponer de un amplio abanico en la fluctuación de velocidad en el conducto de difusión (u'_d). Y ello a un valor absoluto elevado de Z^{-1} para que u'_d sea de amplitud elevada y tenga efectos significativos en el ciclo límite.

Dado que la impedancia acústica depende de la frecuencia de la onda, este conjunto de impedancias inversas debe ser optimizado para la frecuencia de vibración del ciclo límite de la inestabilidad termoacústica del sistema. Por ello, la estrategia propuesta para la selección de las longitudes del conducto de poliamida es la siguiente:

1. Ajustar el modelo presentado en la Sec. 3.3 a la instalación experimental.
2. Simular el modelo a la frecuencia del ciclo límite del sistema en función de la longitud del conducto flexible.
3. Seleccionar un conjunto de longitudes tal que el rango de impedancia inversa que ofrecen a la frecuencia del ciclo límite sea lo más extensa posible, con el objetivo de obtener un amplio abanico en valores de fase con un valor absoluto elevado.

3.5. Aplicación a la instalación experimental

Esta estrategia se ha aplicado al combustor experimental de turbina de gas del LIFTEC. En primer lugar, se seleccionan el conjunto de longitudes del conducto flexible de poliamida que optimizan el abanico de impedancias inversas disponibles. En segundo lugar, se procede a la discusión experimental de estos resultados. Todo ello se detalla a continuación.

3.5.1. Selección de longitudes

En primer lugar, se ha ajustado el modelo acústico de la Sec. 3.3 a la instalación experimental del LIFTEC. Tras ello, se ha procedido a simular la impedancia inversa en función de la longitud del conducto flexible de poliamida para una frecuencia similar a la de la inestabilidad propia de la instalación en condiciones de ciclo límite [33], situada sobre 110 Hz.

En la Figura 12 se muestra dicha dependencia, y se puede observar cómo en el rango de longitudes situado entre 1.4 y 2.0 m la impedancia inversa varía en fase considerablemente a una amplitud elevada. Se decidió ampliar este abanico de longitudes dado que se la frecuencia de oscilación de la inestabilidad tiene un margen de error, además de que los resultados pueden estar afectados por el propio error del modelo.

Siguiendo la estrategia propuesta, las longitudes seleccionadas fueron las siguientes:

$$L = 1.30, 1.50, 1.65, 1.85, 2.10 \text{ m}$$

ofreciendo cierta robustez sobre las incertidumbres mencionadas.

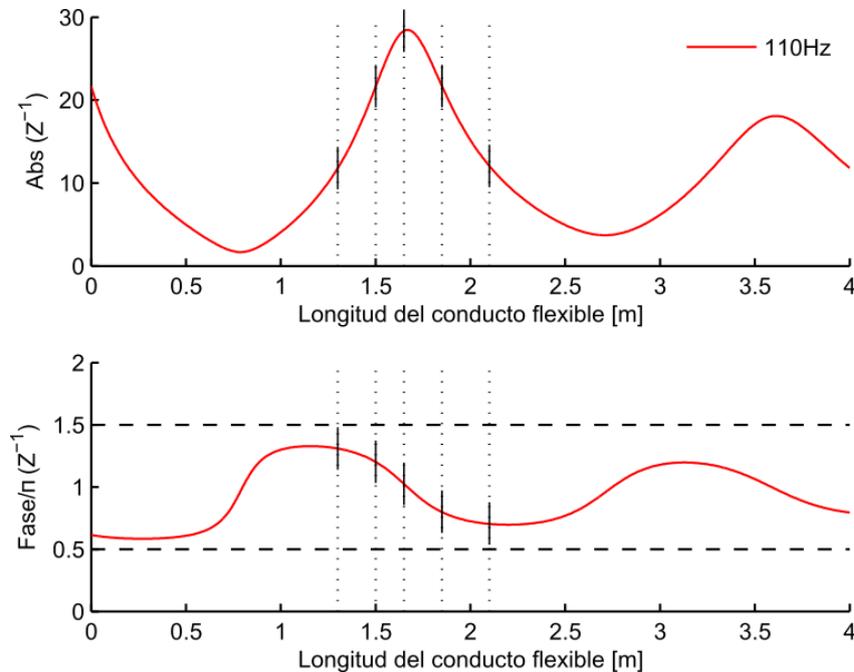


Figura 12: Impedancia inversa del modelo de red acústica del conducto de difusión en función de la longitud del conducto flexible para una frecuencia de oscilación de 110 Hz. Las líneas a trazos horizontales delimitan los valores de fase alcanzables, mientras que las verticales se han colocado en las abscisas correspondientes a las longitudes seleccionadas.

3.5.2. Comprobación experimental

Tras la selección de las longitudes del conducto de poliamida, se ha procedido a la comprobación experimental de la impedancia inversa del conducto de difusión suministrada por el modelo. Para ello se ha medido de forma simultánea la fluctuación de la presión en el cambio de sección, por medio del transductor de presión TP0, y la oscilación de velocidad a la salida del conducto de inyección, por medio de una sonda de hilo caliente. La configuración de medida se representa de forma esquemática en la Figura 13. Con este sistema de medición, se pueden extraer las componentes frecuenciales de las señales de presión y velocidad, y obtener la impedancia inversa con el ratio de estos valores [Ec. (3.11)]. Las medidas se han registrado en tandas de 4s de duración a 4000 Hz de frecuencia de muestreo.

La instalación de la sonda de hilo caliente se encuentra explicada de forma detallada en el Anexo IV, así como el procedimiento detallado para la obtención de la impedancia experimental. La sonda se ha colocado de forma perpendicular a la dirección del flujo de salida, y a una distancia aproximada de 1 mm del orificio de inyección (Figura 13). Dadas las dimensiones de la sonda (1.5 mm de longitud) y del orificio de inyección (diámetro 2.5 mm), esta distancia de separación es lo suficientemente pequeña para que la sonda quede completamente en la zona correspondiente al núcleo potencial del chorro que emerge del orificio [34]; asimismo esta distancia evita el riesgo de rotura de la sonda por choque contra el orificio de inyección.

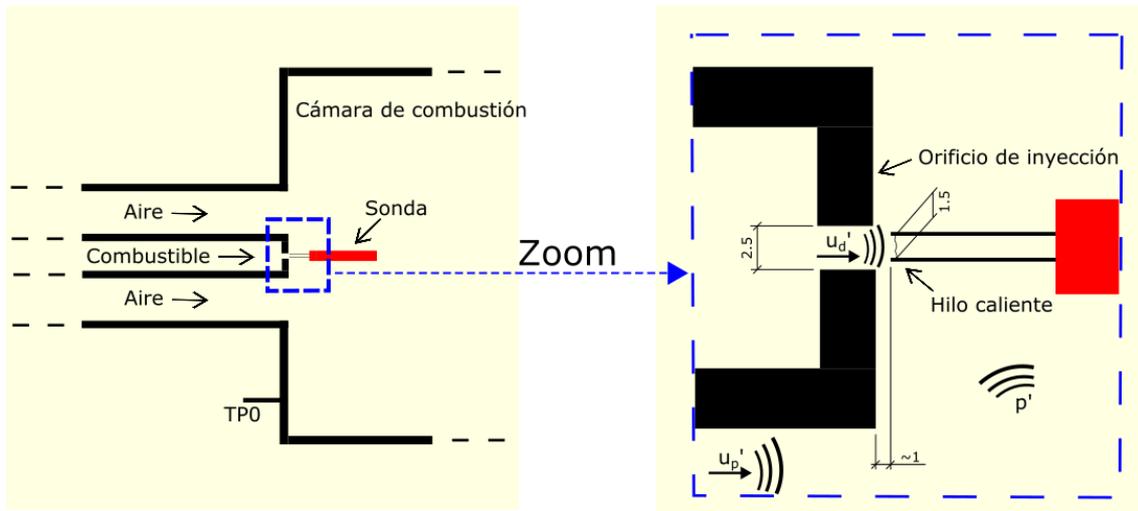


Figura 13: Representación esquemática de la colocación del hilo caliente para la medición de la oscilación de velocidad del conducto de combustible de la llama de difusión. Cotas expresadas en milímetros.

Para la excitación acústica del modo de oscilación del sistema se emplean los dos altavoces situados en el plenum aguas arriba del conducto premezcla (Figura 6). Estos altavoces vibran a la frecuencia deseada, estableciendo la frecuencia de oscilación del sistema. Con este procedimiento se puede realizar un barrido en frecuencia de la impedancia inversa para las distintas longitudes del conducto de difusión.

La impedancia del conducto de difusión depende de parámetros como la densidad o la velocidad del sonido del gas que circula, por lo que es necesario medir con el mismo combustible circulando por el conducto de difusión que será empleado con la instalación en funcionamiento, en este caso CH_4 . Este combustible no podrá ser quemado ya que la llama inutilizaría la sonda de hilo caliente, por lo que han sido necesarios diversos ensayos experimentales para comprobar que las medidas de seguridad de estas pruebas, en las que se expulsa combustible sin quemar a la atmósfera, no afectan a la fiabilidad de las mismas. Como conclusión de estos ensayos, se ha procedido a medir inyectando combustible por el conducto de difusión y aire por el conducto de premezcla para producir su dilución, de tal modo que la mezcla quede fuera de los límites de inflamabilidad.

Con esta metodología descrita, se ha procedido a medir con la siguiente matriz de ensayos:

- Caudal de combustible de difusión, $Q_{dif} = \{0.05, 0.08\} [\text{Nm}^3/\text{h}]$
- Frecuencia de excitación de los altavoces, $F = [50: 10: 200, 225: 25: 600] [\text{Hz}]$
- Amplitud de la señal de excitación de los altavoces, $Amp = \{2.5, 3.5\} [\text{V}]$
- Caudal de aire por el conducto de inyección de premezcla, $Q_{aire} = 5 [\text{Nm}^3/\text{h}]$

En la Figura 14 se muestran la impedancia inversa obtenida experimentalmente de los distintos conductos flexibles de diferente longitud para $Q_{dif} = 0.05, Amp = 2.5$ haciendo un zoom en las frecuencias cercanas a la del ciclo límite de la instalación (110 Hz). Adicionalmente se representan las predicciones de impedancia inversa obtenidas con el modelo. Se puede observar cómo los cálculos del modelo muestran una buena concordancia con los datos experimentales para todas las longitudes seleccionadas. Un grado de acuerdo similar se ha

obtenido para todas las condiciones ensayadas⁶. En efecto, se ha obtenido un abanico de 144° en la fase con un valor absoluto relativamente elevado ($|Z^{-1}| > 10$), cumpliendo los objetivos de la estrategia de diseño propuesta.

Sin embargo, aparece un retraso en la fase de la impedancia inversa experimental con respecto a la de la red acústica, ya mencionado en la Sec. 3.3. Esta diferencia en fase se corresponde a unos 0.6 ms aproximadamente, manteniéndose constante a lo largo de las frecuencias ensayadas. Este retraso provoca que la impedancia inversa entre en la zona teóricamente prohibida $[-\pi/2, \pi/2]$ obtenida en la Sec. 3.2. Se ha observado que variando el caudal medio del conducto de difusión variaba este retraso, disminuyendo a la mitad para $Q_{dif} = 0.08 Nm^3/h$, por lo que parece que este retraso se debe a algún efecto fluidodinámico y no a un fallo en el sistema de medición, algo sobre lo que se han realizado varias revisiones. Como este retraso es independiente del conducto empleado y afecta por igual a todas las medidas (para una frecuencia dada), tras unos intentos fallidos de exploración se decidió dejar la explicación de este hecho como trabajo futuro.

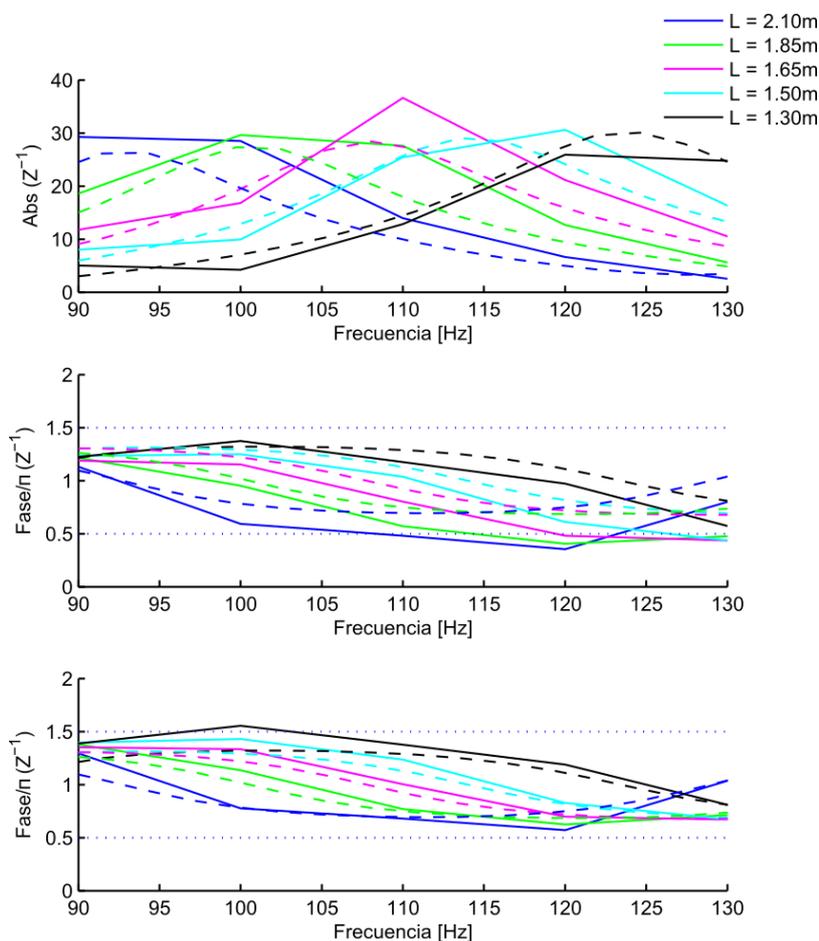


Figura 14: Impedancias inversas Z^{-1} experimentales (línea continua) junto con las del modelo de red acústica (línea a trazos). Se representan para las distintas longitudes seleccionadas, representadas en distinto color. Arriba, magnitud de Z^{-1} . Centro, fase de Z^{-1} . Abajo, fase de Z^{-1} con la corrección de 0.6 ms en los datos experimentales.

⁶ Esto es cierto para frecuencias de excitación menores de 400 Hz. Para frecuencias mayores, la señal de los altavoces se debilita y las ondas de presión y velocidad poseen una elevada cantidad de armónicos.

3.6. Conclusiones del estudio de la impedancia

En esta parte de la memoria, en primer lugar se ha realizado un análisis teórico, encontrando una restricción física en la impedancia acústica alcanzable por métodos pasivos, que se encontraría limitada a 180° de los 360° totales. A continuación, se ha propuesto una estrategia de diseño, donde se utiliza un modelado teórico de la acústica del conducto de difusión, con la que se ha obtenido un conjunto de impedancias inversas que cubren un abanico de 144° de los 180° disponibles, a una amplitud relativamente elevada. Este método es viable desde el punto de vista de su implementación física, dado que el cambio entre un conducto y otro se hace de forma rápida en unos pocos segundos, pudiéndose hacer incluso con la instalación en carga.

Esto supone el primer paso en el análisis del control pseudo-activo. Con este conjunto de impedancias inversas se espera encontrar una variación apreciable en el comportamiento acústico de la instalación funcionando con una inestabilidad termoacústica, de modo que el control pseudo-activo aquí propuesto resulte viable.

4. Ensayos con combustión

Tras la determinación de un conjunto de impedancias acústicas del conducto de difusión, el siguiente paso de cara al control pseudo-activo es determinar si las fluctuaciones de velocidad inducidas por las oscilaciones de presión en cámara de combustión producen realmente algún cambio significativo en la amplitud de la p' misma. Con el objetivo de realizar un análisis detallado, es necesario entender el mecanismo que relaciona ambas partes. A continuación se expone el modelo propuesto para la caracterización de este escenario, basado en la hipótesis de linealidad del problema. Tras ello, se describen los ensayos experimentales y se analizan y discuten sus resultados, siempre con el control pseudo-activo como meta cuyo objetivo es la minimización de la amplitud del ciclo límite.

4.1. Modelado del fenómeno

4.1.1. Modelo lineal

Como se ha explicado anteriormente (Sec. 3), las fluctuaciones de presión en la cámara de combustión inducen, a través de la impedancia del conducto de difusión, fluctuaciones en la velocidad en el conducto de difusión. Estas fluctuaciones de velocidad conllevan fluctuaciones en el caudal másico de combustible que entra en la cámara de combustión y, por lo tanto, producen fluctuaciones en la liberación de calor. Idealmente esto se puede cuantificar mediante una FTF , de modo similar al que se hace en una llama genérica [Ec.(1.5)], definida en este caso para las fluctuaciones del conducto de difusión.

En la cámara de combustión se inyecta combustible premezclado con aire por el conducto exterior, y combustible no premezclado por el orificio central, cuyas velocidades de inyección son, respectivamente, u_p y u_d . Aplicando una descomposición lineal⁷, la fluctuación de la liberación de calor quedaría descrita en los siguientes términos:

$$\dot{Q}' = \dot{Q}'_p + \dot{Q}'_d = \bar{Q}_p \cdot FTF_p \cdot \frac{u'_p}{\bar{u}_p} + \dot{Q}_d \cdot FTF_d \cdot \frac{u'_d}{\bar{u}_d} \quad (4.1)$$

donde las respectivas FTF quedan definidas de la siguiente forma:

$$FTF_d = \frac{\dot{Q}'_d / \bar{Q}_d}{u'_d / \bar{u}_d}, \quad FTF_p = \frac{\dot{Q}'_p / \bar{Q}_p}{u'_p / \bar{u}_p} \quad (4.2)$$

En estas expresiones, el subíndice d se refiere a las correspondientes fluctuaciones del conducto de difusión, mientras que el subíndice p se refiere a las del conducto de premezcla. Estas FTF consideradas en esta llama (premezcla+piloto) no han sido caracterizadas con éxito en la bibliografía [18] ni de forma teórica ni experimental, ya que el fenómeno que cuantifican es realmente complejo. Tampoco se ha podido hacer inferencias desde las FTF de las llamas de premezcla y difusión consideradas por separado [25, 26, 29, 35, 36], ya que al juntar ambas llamas en una sola el fenómeno físico cambia considerablemente. En el Anexo V se detallan unas pruebas experimentales donde se comprueba esta no superposición lineal de ambas llamas para sus valores medios, por lo que no es de esperar que las fluctuaciones, que suponen

⁷ Para la realización de la descomposición de la ecuación (4.1), se ha de despreciar los términos de orden mayor que 1 en la expansión en serie de Taylor de la función $\dot{Q}'(u'_p, u'_d)$.

un fenómeno considerablemente más complejo que el valor medio estacionario, cumplan una superposición lineal. Otra de las causas de la dificultad de la caracterización experimental es que ambas fluctuaciones de calor (\dot{Q}'_d, \dot{Q}'_p) no se pueden aislar entre sí a partir de medidas basadas en quimioluminiscencia [28, 37].

Si se descompone la fluctuación de la liberación de calor en estas dos contribuciones (\dot{Q}'_p y \dot{Q}'_d) en las Ecs. (1.2) y (1.3) se puede separar la influencia de cada fluctuación de calor. En este caso, el término del criterio de Rayleigh de las fluctuaciones de calor provenientes del conducto de difusión quedaría expresado de la siguiente forma⁸:

$$\frac{1}{T} \oint_{\text{T}} \text{Re}[p'(t)] \cdot \text{Re}[\dot{Q}'_d(t)] dt = \frac{1}{2} |p'| |\dot{Q}'_d| \cos[\angle(p', \dot{Q}'_d)] \quad (4.3)$$

Esta expresión resulta clave, ya que relaciona de forma directa la generación de energía acústica con las fluctuaciones de calor causadas por las fluctuaciones de velocidad del conducto de difusión (\dot{Q}'_d). Esta expresión señala que si \dot{Q}'_d y p' se encuentran fuera de fase, es decir, a un ángulo situado entre 90° y 270° , la generación de energía acústica debido a la llama de difusión será negativa obteniendo una disminución de la amplitud del ciclo límite, mientras que si se encuentran en fase la energía acústica aumentará. En la Figura 15 se representa de forma esquemática este modelo propuesto:

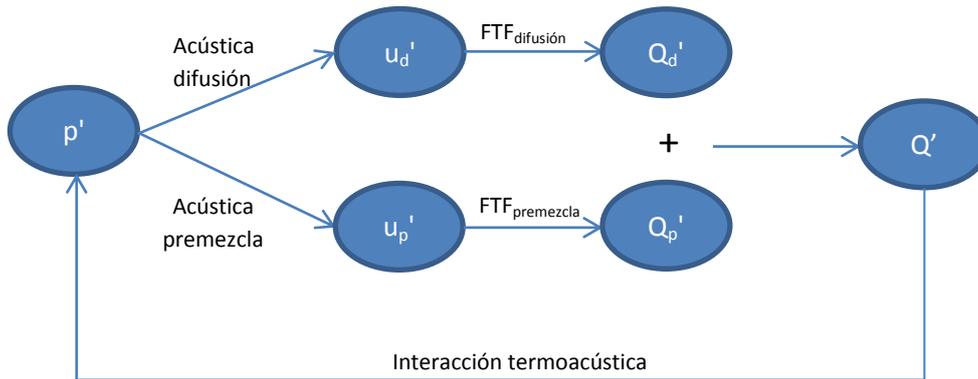


Figura 15: Representación esquemática del mecanismo propuesto de las inestabilidades termoacústicas.

4.1.2. Control pseudo-activo: posibles vías de estudio y plan de actuación

Si se aplica este desarrollo al objetivo del control pseudo-activo con el objetivo de minimizar la inestabilidad termoacústica, de la Ec. (4.3) se deduce que el escenario óptimo es aquella acústica del conducto de difusión que produzca una \dot{Q}'_d a 180° de p' y del mayor valor absoluto posible, ya que en este caso se produce la máxima reducción de la generación de energía acústica. Esta fase entre \dot{Q}'_d y p' viene determinada por la fase conocida de la impedancia inversa Z^{-1} , más la desconocida de FTF_d , ya que:

$$\angle(\dot{Q}'_d, p') = \angle(\dot{Q}'_d) - \angle(p') + [\angle(u'_d) - \angle(u'_p)] = \angle(FTF_d) + \angle(Z^{-1}) \quad (4.4)$$

⁸ El término de la izda. de la Ec. (4.3), la parte real de las fluctuaciones representa su auténtico valor físico evaluado en el instante t , olvidándose de la parte imaginaria que surge de su tratamiento matemático como fasor. Esta expresión quedaría de forma análoga para las del conducto premezcla.

Debido a la incertidumbre de FTF_d , a priori no se puede saber qué valor de fase de u'_d es el que produce la \dot{Q}'_d óptima, desconociendo por tanto la impedancia inversa óptima del conducto de difusión. Además, los valores de fase de la impedancia inversa se restringen entre 90° y 270° , por lo que es posible que no sea posible alcanzar un desfase completo de 180° entre \dot{Q}'_d y p' , resignándose a la impedancia inversa que mayor desfase produzca entre ambas variables.

Independientemente del valor concreto de FTF_d , dado que $|\dot{Q}'_d|$ ha de ser lo mayor posible, lo mismo sucede con $|u'_d|$ y en consecuencia con $|Z^{-1}|$. Esto explica el porqué, en la estrategia planteada en la Sec. 3.4, se buscaban valores de impedancias inversas lo más grandes posibles.

Por otro lado, no se puede deducir nada sobre la fase de la impedancia inversa. Por esto, ante esta incertidumbre, se ha obtenido un conjunto de impedancias inversas que abarquen el mayor abanico posible en cuanto a valores de fase, y a la vez posean un elevado valor absoluto. De este modo, se puede comprobar a posteriori experimentalmente cuál es la impedancia inversa de las seleccionadas que conduce a un menor ciclo límite, teniendo la seguridad de que esta impedancia seleccionada se encuentra cerca de la óptima. Además, se podrá estimar la fase de FTF_d a partir de esta impedancia inversa seleccionada. Como se ha indicado, la estrategia seguida para la Sec. 3.4 está diseñada según esta idea.

Con esta incertidumbre presente, se propone hacer un análisis experimental de la dependencia de las fluctuaciones en función de la impedancia inversa en bajas amplitudes en primer lugar, ya que el comportamiento debería acercarse al lineal, más sencillo de analizar e interpretar. Una vez que se comprenda este escenario más simple, se estudiará esta misma dependencia en el ciclo límite donde las elevadas amplitudes de las oscilaciones harán que aparezcan efectos no lineales y la complejidad del problema aumente [38]. De este modo también se pretende analizar qué características y cuáles no del escenario lineal se pueden extrapolar al escenario final del ciclo límite.

Indicar que una posible opción sería el desarrollo de un método que permitiera obtener el valor de FTF_d . Sin embargo, es algo cuya viabilidad no está clara y que en cualquier caso, la carga de trabajo asociada excedería por mucho el alcance de este TFM.

4.2. Ensayos en régimen lineal

Para obtener bajas amplitudes de fluctuación, se procede a montar la longitud de la cámara de 40 cm, ya que en esta configuración el sistema no presenta inestabilidad propia en ninguna frecuencia, por lo que los resultados que se obtengan no se verán afectados por la superposición de un modo de oscilación inestable que podría generar efectos no lineales [38]. Entonces, se procede a excitar la instalación con los altavoces situados en el plenum, induciendo una señal de frecuencia y amplitud deseadas; de esta manera se consigue que en la cámara se instaure un modo acústico en la frecuencia forzada por los altavoces. Los modos instaurados por excitación externa presentan unas amplitudes mucho menores que las encontradas en el ciclo límite con cámara de longitud $L = 125\text{cm}$, y su comportamiento debería ser muy parecido al lineal propuesto en la Sec. 4.1.1. En la Figura 16 se esquematizan las relaciones entre las variables acústicas. En este escenario la fluctuación de la liberación de calor \dot{Q}' y la de presión se encuentran desacoplados, presentando ángulos relativos entre sus

ondas/fasores cercanos a los 90° , por lo que los cambios en \dot{Q}' producidos por el cambio de conducto de difusión no tienen un efecto multiplicativo al disminuir la fuerza del lazo de realimentación entre \dot{Q}' y p' .

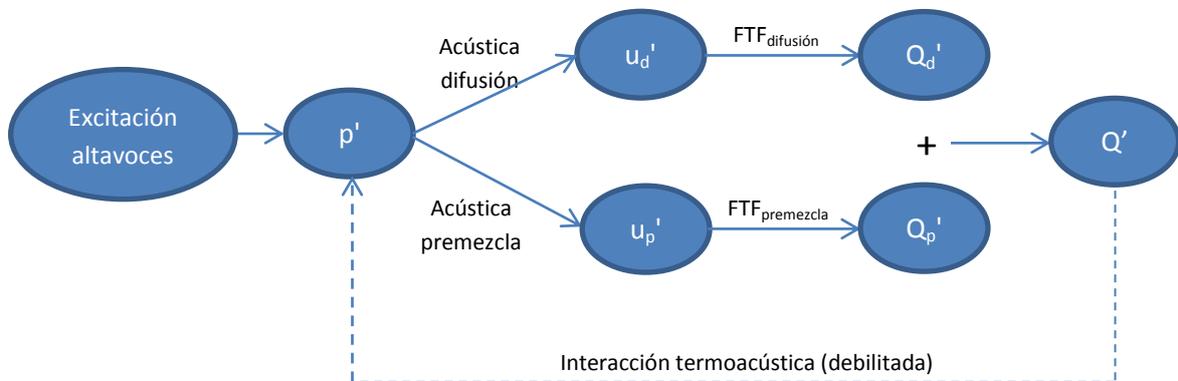


Figura 16: Representación esquemática del mecanismo de las oscilaciones forzadas para el experimento de bajas amplitudes de oscilación.

En esta configuración se procede a registrar la señal del micrófono TPO (p') para realizar una comparativa al variar las dimensiones del conducto de difusión dentro del rango descrito en la Sec. 3.5, cuyas impedancias acústicas se conocen. Las medidas se han registrado en tandas de 4 s de duración a una frecuencia de muestreo de 4000 Hz. Esta comparativa se realiza en un barrido de frecuencias, entre las cuales se prestará más atención a la de 110 Hz, al corresponderse esta con la frecuencia de la inestabilidad de la instalación con cámara de 125 cm y por la cual se han dimensionado las distintas impedancias. Se ha realizado una extensa malla de ensayos para analizar también el efecto en esta comparativa de las siguientes variables:

- Longitud del conducto flexible de poliamida:
 $L = \{1: 2.10, 2: 1.85, 3: 1.65, 4: 1.50, 5: 1.30\} [m]$, donde el índice está referido al empleado en la Figura 18 y la Figura 19.
- Caudal de combustible de difusión, $Q_{dif} = \{0, 0.05, 0.08\} [Nm^3/h]$
- Relación de equivalencia en premezcla, $ER = \{0.98, 0.86, 0.72\} [-]$
- Frecuencia de excitación de los altavoces, $F = \{[50: 10: 100, 105, 110: 10: 300]\} [Hz]$
- Amplitud de la señal de excitación de los altavoces, $Amp = \{2.5, 3.5\} [V]$
- Potencia suministrada en llama premezcla, $P = \{20, 30\} [kW]$
- Diámetro del orificio de inyección⁹, $d = \{2.5, 8\} [mm]$

Para cada una de estas comparativas, se analizará la variación en la amplitud del modo acústico al variar la impedancia del conducto de difusión. Suponiendo que la fase de la FTF_d no depende de esta impedancia, se espera encontrar un patrón en p' tal que al ajustarlo al modelo de la llama (véase Sec. 4.1.1) permita estimar esta fase.

⁹ El caso $d = 8 mm$ se corresponde a quitar el orificio roscado al final del conducto de difusión, quedando como inyección el propio conducto metálico de 8 mm de diámetro.

4.2.1. Resultados para oscilaciones lineales

En la Figura 17 y la Figura 18 se muestran los resultados más relevantes de esta serie de ensayos, mientras en el Anexo VI se detallan todos los resultados e interpretaciones obtenidos. Estas interpretaciones se basan en que la variación de la amplitud de la oscilación se debe al cambio en el término de energía acústica [Ec. (4.3)], tomando el producto escalar entre \dot{Q}'_d y p' como el causante de las diferencias entre los distintos conductos de difusión. Los resultados mostrados corresponden a $Amp = 2.5V$, $P = 30kW$, $Q_{dif} = 0, 0.05 Nm^3/h$ a no ser que se especifique lo contrario.

En primer lugar, en la Figura 17 se observa cómo la amplitud de presión varía en mayor medida al cambiar el conducto de difusión en la frecuencia de 110 Hz en comparación con el resto de frecuencias. Esto es así ya que 110 Hz es la frecuencia de diseño a la que se seleccionaron los conductos para ofrecer un amplio abanico de impedancias inversas (Sec. 3.4). En cambio, en las frecuencias vecinas varias impedancias inversas se hacen cercanas a cero, y toman valores en fase parecidos (ver Figura 14), por lo que la variación observada en p' disminuye. Además, la amplitud de presión parece seguir un patrón en frecuencia ordenado según las distintas longitudes del conducto de difusión, donde estas amplitudes llegan a un máximo relativo en frecuencia y seguidamente caen hasta un mínimo. Esto sucede en orden de mayor a menor longitud, el mismo orden en el que en la Figura 14 se alcanza el máximo de amplitud de impedancia inversa y se produce la transición en su fase de su valor máximo al mínimo. Esto sugiere una estrecha relación entre la impedancia inversa del conducto de difusión y los cambios observados en la amplitud de la fluctuación de presión, resumidos en la Tabla 2 y Tabla 3, que llegan a ser hasta un 27% de la fluctuación de presión observada.

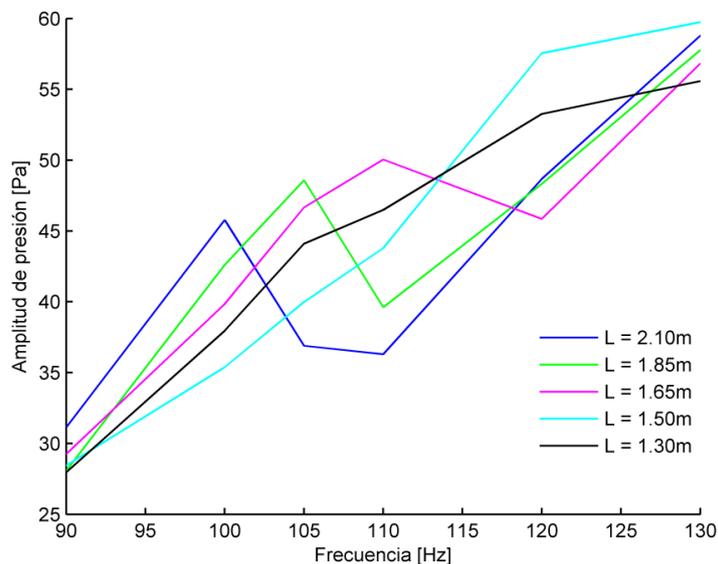


Figura 17: Dependencia de la amplitud de presión con la frecuencia de excitación para los distintos conductos de poliamida empleados en el conducto de difusión. $ER = 0.98$, $Q_{dif} = 0.05 Nm^3/h$, $Amp = 2.5 V$, orificio de inyección $d = 2.5 mm$.

Los parámetros con los que se ha observado cambios relevantes en esta variación de p' con la impedancia del conducto de difusión, son la relación de equivalencia (ER) y el diámetro del orificio de inyección. El resto de parámetros señalados anteriormente no han mostrado

diferencias perceptibles en p' . En la Figura 18 se representa el valor de p' en función del ángulo de la impedancia inversa del conducto de difusión en 110 Hz para distintos valores de ER . Se observa un máximo en p' en los 144° recorridos de la impedancia inversa cuando está el orificio instalado ($d=2.5$ mm), mientras que sin el orificio ($d=8$ mm) la evolución con la fase de Z^{-1} parece de pendiente negativa. Los cambios observados sin orificio son menores que los observados con él. En general, los cambios debidos a la impedancia inversa son cada vez menores al disminuir el ER , siendo casi inapreciable en $ER = 0.72$. Como era de esperar, si no se inyecta combustible por el conducto de difusión p' no muestra cambio apreciable al cambiar el conducto de difusión¹⁰ ya que no hay \dot{Q}'_d asociada a u'_d .

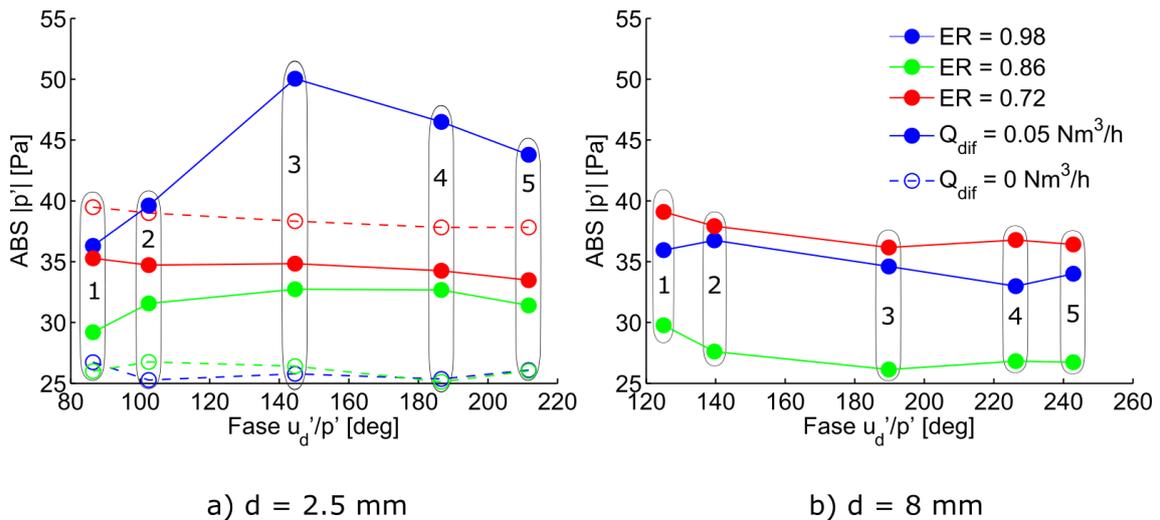


Figura 18: Dependencia de la amplitud de la oscilación de presión p' con la fase de la impedancia inversa, representada para distintos valores de ER en distintos colores. Izda. con orificio de inyección, dcha. sin orificio de inyección. Se incluyen pruebas sin caudal de difusión en las pruebas con orificio de inyección. Las medidas realizadas con el mismo conducto de poliamida se han agrupado con un número identificativo, correspondiéndose este identificador con el usado en la Figura 19.

4.2.2. Interpretación de los resultados

La existencia de estas variaciones en p' al modificar la impedancia del conducto de difusión, suponen el primer paso en la evaluación de la viabilidad del control pseudo-activo, y resultan un importante hallazgo ya que no se conocen precedentes de estudios publicados en que se hayan tenido en cuenta la influencia de la acústica del conducto de difusión. El siguiente paso es la caracterización de este fenómeno para poder lograr la minimización de la inestabilidad, utilizando el modelo lineal (Sec. 4.1.1) para ello. Con este propósito, se procede a analizar en mayor detalle los resultados obtenidos.

Siguiendo el modelo lineal propuesto, en la Figura 19 se representa de forma esquemática la representación fasorial de u'_d , \dot{Q}'_d y p' , de forma que la amplitud observada de p' en la Figura 18 se encuentra correlada con el producto escalar entre los fasores de \dot{Q}'_d y p' .

¹⁰ Cuando no hay flujo por el conducto de difusión, se ha supuesto que el orificio bloqueado actúa como final cerrado ya que presenta un diámetro muy pequeño frente al del conducto (0.2 mm frente a 8 mm), por lo que la impedancia acústica apenas varía. Esto es cierto siempre que se quede metano atrapado en el conducto, ya que si no es así y se reemplaza por gases quemados la velocidad del sonido cambiará, así como la impedancia.

Esta figura se ha construido representando en primer lugar los fasores asociados a p' (negro) y a u'_d (azul), fijando la fase de p' como referencia en 0° , y obteniendo u'_d con la respectiva impedancia inversa de cada conducto, obteniendo cinco fasores distintos. Tras ello, se han añadido los respectivos valores de \dot{Q}'_d (rojo) para cada valor de u'_d , añadiendo el retraso de la FTF_d estimada. Este retraso se ha estimado (de forma aproximada) de modo que a mayor sea el producto escalar entre \dot{Q}'_d y p' , mayor es la amplitud de la fluctuación de presión obtenida (Figura 18), concordando con la generación de la energía acústica expresada en la Ec. (4.3).

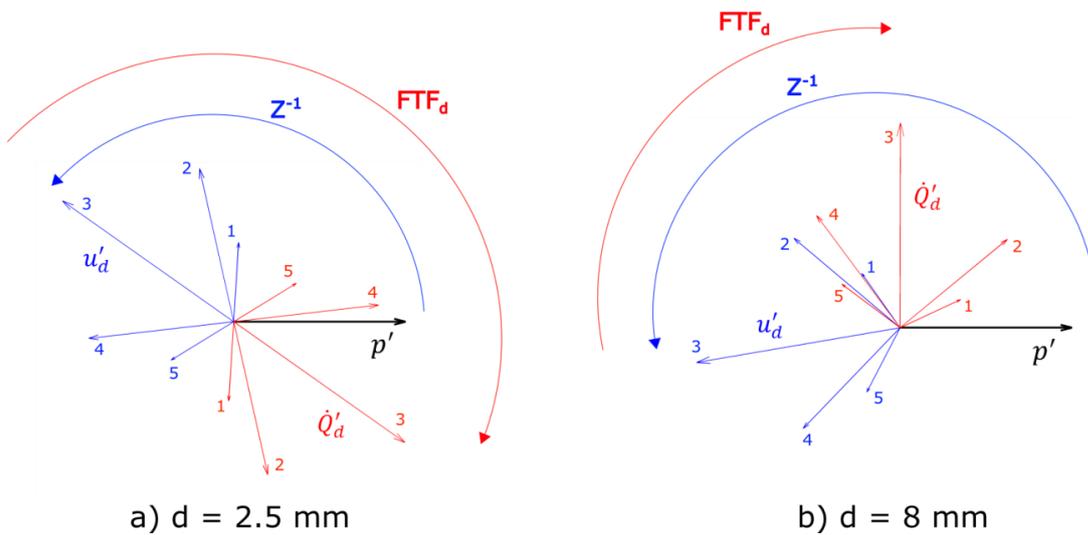


Figura 19: Representación esquemática de los fasores de las fluctuaciones de presión p' , velocidad en el conducto de difusión u'_d , y liberación de calor asociada a ésta \dot{Q}'_d para el caso $ER = 0.98$. A la izda, se representa para el montaje con orificio de inyección de diámetro 2.5 mm. A la dcha., se representa para el montaje sin el orificio de inyección ($d=8 \text{ mm}$). Para cada caso, se ha asociado un número a cada longitud del conducto flexible que se corresponde con las de la Figura 18.

En este caso de la Figura 19a), donde la fase de la FTF_d se sitúa sobre los 180° , prácticamente todas las \dot{Q}'_d obtenidas para las cinco configuraciones estudiadas contribuyen a la generación de energía acústica. Unido a la restricción de los métodos pasivos que restringe las impedancias alcanzables a un abanico de 180° de recorrido (véase Sec. 3.2), esto implica que en esta configuración no se puede reducir la energía acústica con el control pseudo-activo, estando limitado a escoger la impedancia que menor energía acústica crea.

Sin embargo, la fase de FTF_d varía con el diámetro del orificio de inyección, situándose¹¹ sobre los 110° para $d=8 \text{ mm}$, cómo se representa en la Figura 19b). El tiempo de retraso asociado a esta fase [Ec. (3.12)], tiene la interpretación física del tiempo que transcurre desde que las partículas de combustible son inyectadas en la cámara de combustión hasta que éstas reaccionan y se queman, produciendo la liberación de calor asociada. Este tiempo de retraso debería ser sensible a las variaciones de la forma de llama, ya que esta influye de forma directa en el recorrido de las partículas del combustible de difusión desde la inyección hasta su

¹¹ La impedancia inversa de esta configuración no se ha medido experimentalmente, por lo que se ha usado la del modelo de red acústica correspondiente. En el caso de con orificio, este modelo presenta un adelanto de unos 0.6ms, que representan unos 24° a 110 Hz. A pesar de esta incertidumbre, resulta claro a partir de la interpretación de los resultados que el tiempo de retraso ha disminuido al quitar el orificio de inyección.

combustión. Esta longitud a su vez debería depender de la geometría del final del conducto de difusión. En este caso, la impedancia óptima viene dada por el conducto 4 ($L = 1.50m$) que aunque no obtiene una fase de 180° con respecto a p' , obtiene un desfase situado aproximadamente sobre 130° que hace que contribuya a la reducción de la energía acústica. El conducto 5 ($L = 1.50m$), a pesar de presentar un mayor desfase (145°), su menor valor absoluto conlleva que la reducción de energía acústica sea menor, obteniendo una mayor fluctuación de presión.

El hecho de que los cambios en p' disminuyan a ER bajos, volviéndose casi inapreciables en $ER = 0.72$, resulta en una limitación del control pseudo-activo para actuar en llamas pobres, que son precisamente donde el problema de las inestabilidades termoacústicas cobra mayor importancia. Experimentalmente, en los casos de $ER = \{0.98, 0.86\}$ se observa un color anaranjado en el centro de la llama, asociado al quemado de zonas ricas en combustible correspondientes a la llama de difusión. Sin embargo, en $ER = 0.72$ este fenómeno desaparece, lo que hace sospechar que la llama de difusión ha desaparecido como tal y el combustible del conducto de difusión se dispersa en la llama de premezcla, causando que el valor absoluto de FTF_d sea despreciable y no se aprecien cambios al variar la acústica del conducto de difusión.

Como conclusión de estos ensayos, se ha observado que el modelo lineal propuesto (Sec. 4.1.1) concuerda con lo observado en los datos experimentales en oscilaciones de baja amplitud. La variación de la impedancia inversa del conducto de difusión tiene efectos significativos en las fluctuaciones acústicas, al menos para ER ricos de la llama premezcla, algo que supone un requisito fundamental para el control pseudo-activo y que no se había tenido en cuenta en ningún estudio hasta la fecha. Desafortunadamente los efectos observados son mucho menores en llamas pobres, que son aquellas donde las inestabilidades termoacústicas aparecen con mayor fuerza y que resultan de mayor interés debido a sus bajas emisiones. Sin embargo, esto no invalida la estrategia propuesta, dado que se considera viable diseñar otras configuraciones de la inyección del combustible de difusión para evitar el problema apuntado de su dispersión en la premezcla y, por tanto, generar las fluctuaciones en \dot{Q}'_d en contrafase con p' que se persiguen para amortiguar las inestabilidades propias de la llama de premezcla.

Por otro lado, se ha encontrado que la geometría del final del conducto de difusión añade un grado de libertad adicional que permite modificar la fase de FTF_d . A efectos prácticos, esto supone ampliar el abanico de fase limitado por el uso de métodos pasivos a 180° , que en este caso en particular ha permitido salir del desfavorable máximo en la fluctuación de presión que se ha encontrado en uno de los escenarios estudiados, atenuando la limitación del control pseudo-activo encontrada en la Sec. 3.2.

4.3. Ensayos en ciclo límite

Se ha procedido a realizar pruebas experimentales con amplitudes de la inestabilidad elevadas siguiendo el mismo procedimiento que en la Sec. 4.2. Para conseguir estos niveles de inestabilidad, se ha modificado la longitud de la cámara de combustión, prolongándola hasta $L = 125$ cm, dado que para esta longitud se produce un acoplamiento entre la acústica del sistema y la llama. Este acoplamiento genera fluctuaciones de presión del orden de 2000-4000 Pa, es decir un 2-4% el valor de la presión media en la cámara de combustión, que es una

magnitud típica de un ciclo límite severo en quemadores de turbogas. Por tanto, no es necesaria la excitación con altavoces, situándose la oscilación natural sobre los 110 Hz.

En este escenario se espera que los cambios observados en p' sean mayores que los alcanzados en cámara corta, ya que el fuerte acoplamiento entre p' y \dot{Q}'_d debería hacer que cualquier cambio en \dot{Q}'_d se amplifique con el lazo cerrado entre ambas variables, esquematizado en la Figura 15. También es posible que el carácter no lineal de la llama provoque cambios en el tiempo de retraso entre u'_d y \dot{Q}'_d , en su ganancia o en algún factor relacionado con la llama. Los resultados se muestran resumidos en la Figura 20, así como en la Tabla 2 y la Tabla 3.

4.3.1. Resultados de ciclo límite

En la Figura 20 se observa cómo el nivel de las fluctuaciones de presión ha aumentado considerablemente con respecto a las oscilaciones forzadas de la Sec. anterior. También ha aumentado la magnitud de los cambios al variar el conducto de difusión, obteniendo unos rangos de variación en las que el ratio entre el valor máximo y el mínimo se sitúa entre el 27% y el 71%, como se muestra en la Tabla 2 y la Tabla 3.

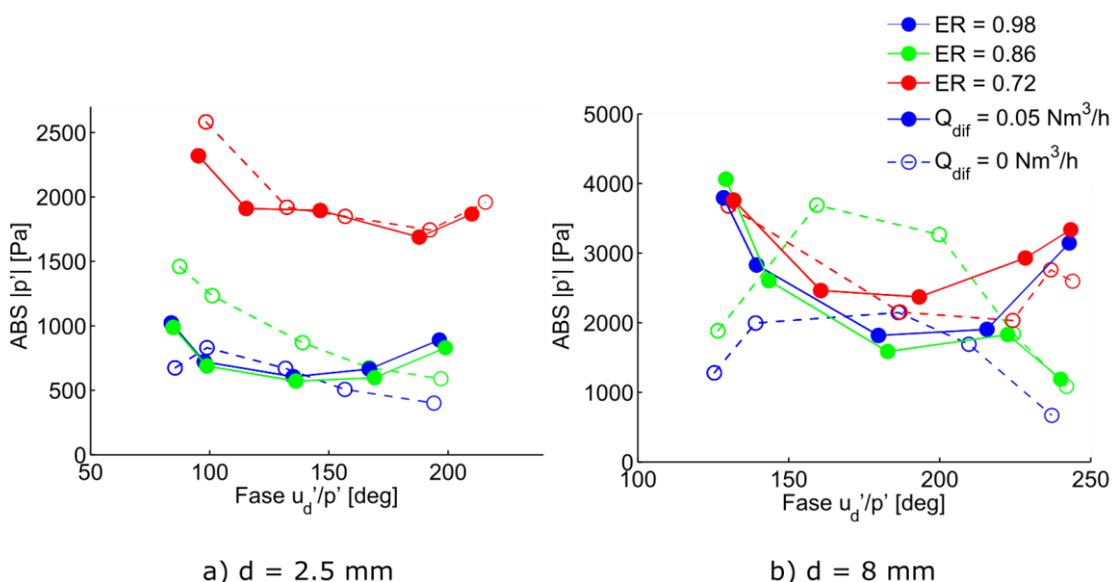


Figura 20: Dependencia de la amplitud de la oscilación de presión p' con la fase de la impedancia inversa, representada para distintos valores de ER en distintos colores. Izda. para $d = 2.5$ mm, dcha. $d = 8$ mm. Se incluyen pruebas sin caudal de difusión en ambos escenarios. Cada caso tiene un total de 5 puntos, que se corresponden de izda. a dcha. con las etiquetas 1,2,...,5 empleadas para las distintas longitudes del conducto de poliamida.

También aparecen los siguientes cambios con respecto a los ensayos a bajas amplitudes. En este caso la evolución de p' en función de la fase muestra un mínimo, en vez de un máximo que aparecía con $d = 2.5$ mm o una rampa de pendiente negativa con $d = 8$ mm. Además, sí que aparecen cambios en p' incluso en valores de ER bajos, algo que tampoco sucedía en bajas amplitudes. Por último, se han encontrado variaciones en p' al variar la longitud del conducto de difusión aun cuando no hay combustible circulando por él ($Q_{dif} = 0$), lo que tampoco sucedía en bajas amplitudes, mostrando variaciones que son incluso mayores que las encontradas cuando sí hay combustible circulando por el conducto de difusión.

Al añadir la llama piloto a la llama de premezcla (es decir, para $Q_{dif} > 0$), los resultados no muestran una reducción generalizada en la amplitud de las oscilaciones, en contraposición a la reducción de la inestabilidad que debería aparecer (ver Sec. 1.3.1). Esto es algo que ya ha aparecido en la bibliografía [15, 22], y parece ser debido a que el combustible del conducto de difusión se quema en las zonas de la llama más oscilantes, aumentando su temperatura y velocidad de reacción, lo que conlleva una mayor inestabilidad en vez de una disminución de esta. Esto se desvía de nuestra línea de trabajo principal sobre el control pseudo-activo, por lo que no se ha profundizado el estudio en esta dirección.

		Bajas amplitudes forzadas			Ciclo límite			
		d = 2,5 mm		d = 8 mm	d = 2,5 mm		d = 8 mm	
Q_{dif} [Nm ³ /h]		0	0,05	0,05	0	0,05	0	0,05
ER	0,98	5%	27%	10%	52%	41%	69%	52%
	0,86	6%	15%	12%	60%	42%	71%	71%
	0,72	4%	5%	7%	33%	27%	45%	37%

Tabla 2: Rango de variación obtenido en la fluctuación de presión p' al variar la impedancia inversa del conducto de difusión para las distintas configuraciones utilizadas en los ensayos. El rango se ha calculado como $(p'_{max} - p'_{min})/p'_{max}$.

		Bajas amplitudes forzadas			Ciclo límite			
		d = 2,5 mm		d = 8 mm	d = 2,5 mm		d = 8 mm	
Q_{dif} [Nm ³ /h]		0	0,05	0,05	0	0,05	0	0,05
ER	0,98	0,49	2,79	0,94	6,32	4,55	10,13	6,39
	0,86	0,55	1,40	1,13	7,88	4,77	10,63	10,66
	0,72	0,38	0,45	0,68	3,42	2,75	5,15	4,01

Tabla 3: Reducción máxima en decibelios de la fluctuación de presión p' al variar la impedancia inversa del conducto de difusión para las distintas configuraciones utilizadas en los ensayos. Los decibelios se han calculado como: $20 \log_{10}(p'_{max}/p'_{min})$.

4.3.2. Interpretación de los resultados

Las elevadas variaciones en p' constituyen un resultado novedoso e importante, ya que prueba que el variar la acústica del conducto de difusión tiene efectos relevantes en el ciclo límite con este tipo de llamas, algo que no se había tenido en cuenta en la bibliografía. Esto confirma la viabilidad del control pseudo-activo, y puede suponer una reducción extra de la amplitud de la oscilación de presión de hasta 2.8-10.7 dB en nuestro caso.

El cambio que aparece en el patrón de la Figura 20 implica que hay un cambio en el comportamiento de FTF_d al pasar de las bajas amplitudes de las oscilaciones forzadas a las elevadas del ciclo límite. A continuación, se hace un análisis cualitativo de fenómenos que afectan a este cambio entre lo observado en bajas amplitudes y el ciclo límite. Esto supone un primer paso para el modelado del control pseudo-activo, donde son necesarias la comprensión y la caracterización de estos fenómenos.

En primer lugar, aparece la no linealidad del comportamiento de la llama con la amplitud de oscilación [38], donde la FTF_d varía al aumentar la amplitud de la oscilación. Esto es un

problema bien conocido en la bibliografía, y que todavía sigue abierto debido a la dificultad de modelar llamas turbulentas y con elevadas amplitudes de oscilación.

Otro fenómeno que puede intervenir en estas diferencias en la FTF_d es la entrada de gases quemados en el conducto de difusión. Esto sucede cuando la amplitud de u'_d es mayor que su valor medio, por lo que a lo largo de un periodo de oscilación aparecen instantes de velocidad negativa. Ello implica que se introducen gases quemados en el conducto de difusión que serán expulsados cuando la velocidad vuelva a ser positiva. Por tanto, se produce una diferencia entre la velocidad del conducto de difusión u'_d y la velocidad de salida de combustible sin quemar, u'_{fuel} . Esta diferencia será mayor cuanto mayor sea el ratio entre la amplitud de u'_d y su valor medio, y queda representado en la Figura 21 tanto para valores de presión representativos de pequeñas amplitudes de cámara corta como de elevadas amplitudes del ciclo límite. Con ciertas simplificaciones¹², este fenómeno se cuantifica igualando la cantidad de gases quemados que entran en el conducto de difusión (zonas rojizas en gráfica) cuando u_d es negativa, a la cantidad expulsada (zonas amarillentas) cuando u_d es positiva. Cuando ya no quedan gases quemados en el conducto de difusión, se comenzaría a expulsar combustible fresco.

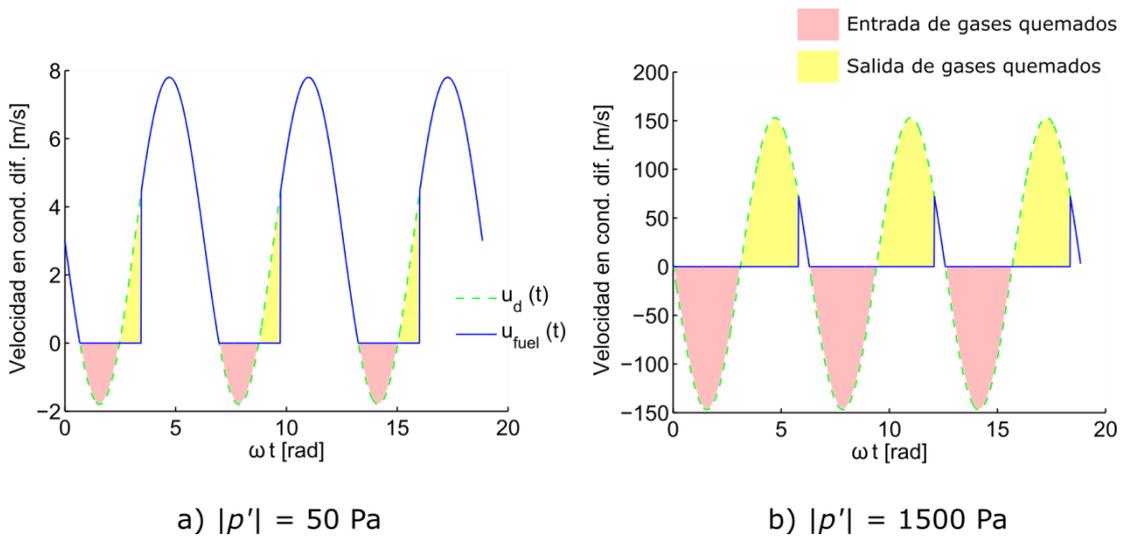


Figura 21: Representación de la interpretación ideal explicada en la Sec. 4.3.2 sobre la no coincidencia de u_d con la velocidad de entrada de combustible fresco por el conducto de difusión u_{fuel} . A la izda. para uno de los casos de bajas amplitudes, y a la dcha. para uno de los de ciclo límite. El relleno de color rojizo y el amarillo representan la entrada y salida de gases quemados en el conducto de difusión, cubriendo ambos la misma área. La velocidad media se sitúa sobre $\sim 3 \text{ m/s}$ para $Q_{dif} = 0.05 \text{ Nm}^3/\text{h}$, y se ha tomado el valor de impedancia inversa asociado a $L = 1.65 \text{ m}$, $F = 110 \text{ Hz} \Rightarrow |Z^{-1}| \approx 30$.

Estas figuras deben tomarse únicamente a efectos cualitativos, ya que las estimaciones del pico de velocidad se sitúan en torno a 150 m/s, donde posiblemente no resulta aplicable la hipótesis de linealidad utilizada para el cálculo de la impedancia inversa. Sin embargo, esta aproximación nos sirve para ilustrar el fenómeno, donde se observa claramente que u_{fuel}

¹² Esto se ha hecho asumiendo la existencia de una frontera unidimensional entre gases quemados y combustible fresco en el conducto de difusión, así como despreciando la difusión o mezcla entre ambas sustancias. Aunque no sea una aproximación rigurosa, sirve para dar una idea de la diferencia que aparece entre u'_d y u'_{fuel} a elevadas amplitudes de oscilación.

puede ser muy distinta a u_d en las condiciones de ciclo límite. Dado que el caudal de combustible sin quemar es el auténtico desencadenante de \dot{Q}'_d , este fenómeno puede provocar que la relación entre u'_d y \dot{Q}'_d sea totalmente distinta entre pequeñas amplitudes y el ciclo límite, y es algo que se debe tener en cuenta para cualquier intento de modelado del control pseudo-activo. Si bien las magnitudes involucradas sugieren que este puede ser un fenómeno relevante, no se ha encontrado en la literatura ninguna mención al respecto, por lo que sería necesario un análisis más detallado antes de poder proponer una explicación definitiva.

Sin embargo, ninguno de estos dos fenómenos es capaz de explicar un efecto inesperado, como es la constatación de variaciones en la amplitud del ciclo límite cuando no se está inyectando combustible por el conducto de difusión. Estos resultados ponen en evidencia que hay una relación entre u'_d y p' sin pasar por \dot{Q}'_d y el criterio de Rayleigh, que además aparece mucho más visible en el ciclo límite con respecto a pequeñas oscilaciones de baja amplitud forzadas externamente. Estos resultados, que, como dicho anteriormente, son inesperados, suponen un hallazgo adicional a la propia interacción entre \dot{Q}'_d y p' .

Esto tiene una gran importancia ya que permite aplicar el mismo principio de la estrategia del control pseudo-activo aun cuando no hay llama de difusión presente. Es más, esta interacción directa entre u'_d y p' parece ser la única existente que actúa en llamas pobres, que son precisamente las que menores emisiones producen y mayores inestabilidades presentan. Esto se deduce ya que en $ER = 0.72$, para ambos diámetros de orificio de inyección, las variaciones que aparecen al cambiar la impedancia del conducto de difusión son muy similares con y sin combustible de difusión, indicando que \dot{Q}'_d tiene un efecto secundario en el ciclo límite y el cambio observado es debido principalmente a u'_d . En llamas más ricas, la interacción de este mecanismo con \dot{Q}'_d (que sí tiene efectos sobre el ciclo límite en estas condiciones) y a su vez con la no linealidad y el retroceso de gases ya planteados complicaría todavía más la inferencia del comportamiento del ciclo límite a partir de las observaciones en bajas amplitudes. El hecho de que \dot{Q}'_d no tenga efectos apreciables en $ER = 0.72$ es algo que ya sucedía en las oscilaciones lineales (Sec. 4.2) y la explicación de esto parece ser la misma, ya que tampoco se distingue visualmente ninguna zona anaranjada en el seno de la llama.

Como se explica al principio de esta Sec. 4.3, es de esperar que cualquier fenómeno vea agrandado sus efectos al pasar de la cámara corta (oscilación forzada) a la inestabilidad de cámara larga. Sin embargo, queda por explicar por qué esta relación directa entre u'_d y p' se ve mucho más aumentada en el ciclo límite que la relación entre \dot{Q}'_d y p' . Tras un análisis de los datos y de la física del problema, se han propuesto dos formas de esta interacción directas entre u'_d y p' que podrían explicar las diferencias observadas. Estos dos mecanismos se han añadido al esquema anteriormente presentado en la Figura 23.

La primera es que la relación acústica existente entre u'_d y p' tenga efectos considerables. Esta relación puramente acústica debería ser ponderada por el ratio de áreas entre la cámara de combustión y el conducto de difusión (ver Anexo III). En nuestro caso valdría $(0.8/12)^2 = 0.0044$, un valor muy pequeño que explica por qué no se ha tenido en cuenta hasta ahora. Sin embargo, pudiera ser que el hecho de que en el ciclo límite tanto la cámara de combustión como el conducto de difusión estén vibrando cerca de sus respectivas frecuencias de

resonancia motive este mayor aumento del efecto entre ciclo límite y cámara corta, donde la frecuencia natural de la cámara de combustión se sitúa sobre los 230 Hz y no vibra en resonancia en los 110 Hz. De este modo el conducto de difusión actuaría como un resonador de cuarto de onda. Se ha realizado un pequeño experimento para valorar esta hipótesis. En este ensayo se ha excitado la instalación en frío (sin combustión) externamente con los altavoces. En la Figura 22 se muestran los resultados, a la izda. de un ensayo donde la cámara en 100 Hz no vibra a su frecuencia natural y a la dcha. se ha modificado la longitud de la cámara para que vibre en 100 Hz. El rango de p' cubierto por las distintas longitudes aumenta del $\sim 7\%$ hasta el $\sim 14\%$ al entrar en resonancia la cámara de combustión, crecimiento que indica que la interacción acústica entre el conducto de difusión y la cámara de combustión puede llegar a tener un efecto relevante especialmente en estas frecuencias de resonancia.

Sin embargo, si solo existiera este fenómeno acústico, la evolución de la amplitud del ciclo límite cuando no hay llama de difusión no debería cambiar al modificar el diámetro del orificio de inyección, ya que la acústica del conducto de difusión varía de forma menor con este parámetro. Sin embargo, en la Figura 20 se observa de forma clara que ambos casos muestran distinto comportamiento.

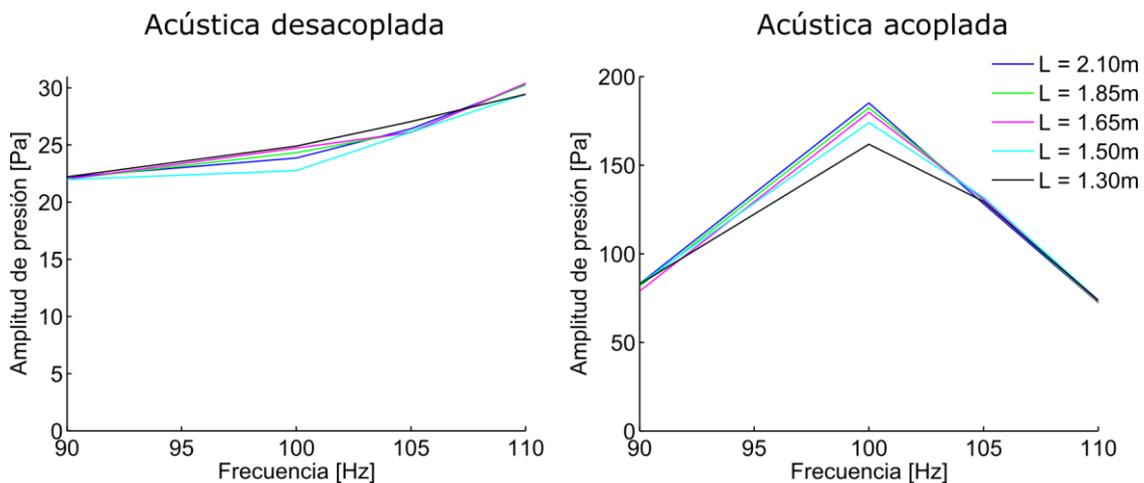


Figura 22: Amplitud de las fluctuaciones de presión en frío (sin llama) con excitación externa de los altavoces en un entorno de 100 Hz. A la izda., la cámara de combustión no entra en resonancia (cámara corta, $f_{res} \approx 200$ Hz) mientras que en la dcha. la cámara sí que entra en resonancia ya que se ha modificado su longitud para ello.

Complementariamente se plantea otra hipótesis que se basa en una interacción fluidodinámica. Dado que el chorro central penetra en el núcleo de la llama, podría suceder que u'_d modificara la llama de premezcla puramente por efectos fluidodinámicos que conllevaran de forma indirecta la modificación de \dot{Q}' , incluso si dicho chorro no contiene combustible fresco. Dicho de otra forma, u'_d modificaría FTF_p modificando por tanto el comportamiento de la inestabilidad. El motivo por el que no aparece en la oscilación forzada de la Sec. 4.2 podría ser que en ese caso las amplitudes son pequeñas y la estructura de la llama está dominada por el flujo medio proveniente del conducto de premezcla. En cambio, en el ciclo límite, la amplitud de u'_d aumenta considerablemente, y podría tener la magnitud necesaria para modificar el comportamiento de la llama. En principio, se considera plausible que estos mecanismos puedan explicar los efectos observados. Una investigación más

detallada requeriría experimentos diseñados específicamente para este objetivo, que exceden claramente el alcance previsto, dejándose para futuros trabajos indagar en esta hipótesis.

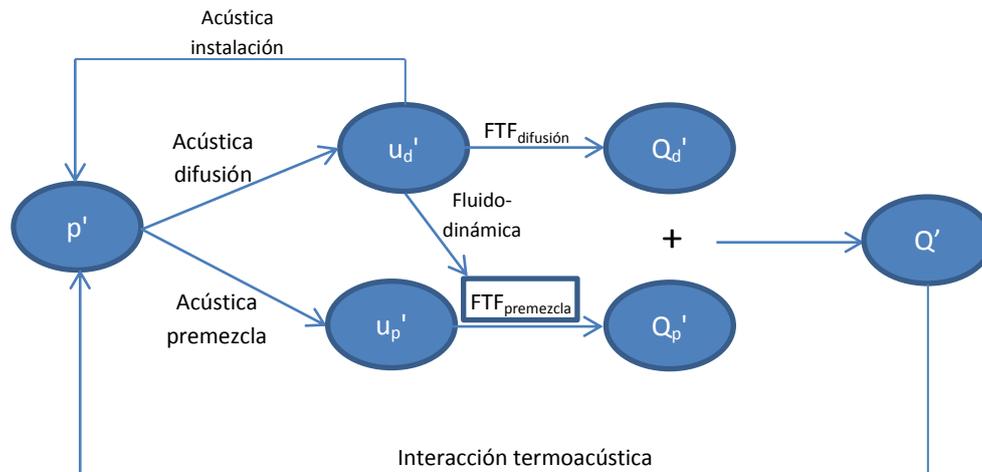


Figura 23: Representación esquemática del mecanismo de las inestabilidades termoacústicas para el comportamiento en ciclo límite añadiendo la relación tanto fluidodinámica como acústica de u'_d con la amplitud del ciclo límite.

Como conclusión de estos ensayos, se ha comprobado la viabilidad del control pseudo-activo, ya que aparecen variaciones considerables en p' al cambiar la geometría del conducto de difusión. Sin embargo, aparecen distintos fenómenos que imposibilitan extraer conclusiones definitivas sobre el comportamiento del control pseudo-activo en el ciclo límite a partir un estudio en pequeñas oscilaciones. De estos fenómenos, destaca el hallazgo de una interacción directa entre u'_d y p' , que permite ejecutar una estrategia similar al control pseudo-activo aun sin llama de difusión presente. Aun así, los resultados finales mostrados en la Figura 20 se podrían ajustar con la estimación de la fase de la FTF_d de modo similar a la Sec. anterior, aunque con la seguridad de que el proceso físico de interacción entre u'_d y p' es más complejo que el propuesto en el modelo lineal de la Sec. 4.1.1. Si se comprendieran bien estos fenómenos, se podría ampliar el abanico de 180° al que en principio se encuentra restringido por la acústica, de modo similar a como se hizo en la Sec. anterior para pequeñas amplitudes.

4.4. Conclusiones de los ensayos con combustión

Con la estrategia planteada del control pseudo-activo, se ha conseguido una reducción máxima de p' en nuestra instalación situada entre 2.8 y 10.7 dB, dependiendo del caso en concreto. Estas son unas reducciones comparables a las conseguidas con tecnologías de control activo en el estado del arte, notablemente más sofisticada y que ha sido objeto de un gran número de estudios. Si bien el control pseudo-activo requiere de análisis más amplios y detallados, se presenta como una estrategia prometedora.

Aún sin tener una comprensión detallada de la interacción entre u'_d y p' , tanto de la interacción directa como la de a través de Q'_d , se han dado los primeros pasos en la comprensión de este fenómeno. Entre ellos, destaca el hecho de que p' se vea afectada aun sin llama de difusión, efecto que no se esperaba que resultara tan relevante en el control de la inestabilidad, y que permitiría aplicar una estrategia similar al control pseudo-activo sin un posible ligero aumento de las emisiones debido a la llama piloto, necesiéndose de estudios más detallados para una comprensión de estos fenómenos.

5. Conclusiones

En el presente proyecto se ha realizado un estudio de investigación enmarcado en el problema de las inestabilidades termoacústicas, un fenómeno de elevada complejidad y alta importancia, con principal aplicación en la generación de energía con turbinas de gas. El objetivo concreto de este trabajo ha sido el análisis y optimización de la acústica del conducto de la llama piloto para disminuir el nivel de inestabilidad alcanzado, algo que no se había propuesto hasta ahora en la bibliografía, y que se ha auto-denominado como control *pseudo-activo*.

En este TFM se ha realizado un extenso trabajo: desde la revisión bibliográfica inicial, la familiarización con la instalación experimental, el análisis del problema y de la forma de abordarlo, a la realización y análisis de todos los experimentos y modelos, así como un desarrollo teórico en la parte de impedancia acústica. Cabe destacar el importante esfuerzo invertido en la realización de los experimentos, cuyo alcance se ha ido ampliando sucesivamente para intentar describir y comprender los efectos observados, hasta incluir un total de 31 configuraciones distintas.

5.1. Contribuciones

La mayor contribución de este trabajo es el haber encontrado experimentalmente una clara dependencia entre la acústica del conducto de difusión y la inestabilidad termoacústica, tanto cuando se emplea la llama piloto como cuando se corta el suministro de esta, lo que constituye una primera confirmación acerca de la viabilidad del control pseudo-activo propuesto. Ninguno de estos dos efectos se había tenido en cuenta en la bibliografía, efectos que en nuestra instalación producen una variación en la inestabilidad entre 2.8 y 10.7 dB, que son del orden similar a las propuestas en la bibliografía con métodos de control activo. Esto tiene una gran importancia, ya que tiene el potencial de reducir las inestabilidades obtenidas considerablemente, incluso sin la adición de la llama piloto que puede ser causante de un pequeño aumento de las emisiones. Además, al ser necesario el conducto de difusión para el encendido, la implementación de esta propuesta presentaría un coste muy reducido y no supondría ninguna incompatibilidad con cualquier otro método de reducción de inestabilidad propuesto en la bibliografía, pudiendo en un principio combinarse con cualquiera de ellos.

Este estudio se ha hecho analizando en primer lugar la acústica del conducto de difusión, así como la variación de esta de una forma sencilla para su posterior aplicación. En este análisis, se ha encontrado una restricción de cualquier acústica propuesta, restringiendo la fase a un rango de 180°. Se ha comprobado que la simple variación de la longitud del conducto da un abanico acústico considerablemente amplio dentro de esta restricción, derivando en el desarrollo de un modelo correspondiente y una estrategia de diseño del conducto de difusión adecuada a los objetivos del control pseudo-activo.

Teniendo en cuenta estos resultados, se ha estudiado experimentalmente la dependencia del ciclo límite con la acústica del conducto de difusión. A pesar de que no es posible una caracterización detallada de los fenómenos involucrados, el análisis cualitativo realizado permite identificar qué mecanismos están presentes en esta dependencia, abriendo el paso para futuras investigaciones en esta línea. Aun así, los resultados de este trabajo son suficientes para realizar una optimización de la acústica del conducto de difusión ad-hoc a la

instalación siguiendo el método propuesto para la elección a las impedancias, tanto con llama de difusión como sin ella, lo que permite usar el control pseudo-activo incluso sin añadir la llama piloto, con la seguridad de no aumentar las emisiones del sistema.

5.2.Trabajo futuro

Como trabajo futuro principal queda una mayor comprensión y una caracterización de la relación de la acústica del conducto de difusión con la inestabilidad termoacústica cuando se alcanza el ciclo límite. El modelo propuesto sólo se ajusta con los datos de los experimentos realizados a pequeñas amplitudes, donde la física del problema puede aproximarse con modelos lineales. Por tanto, se propone el desarrollo de un modelo que explique consistentemente las variaciones encontradas tanto con como sin llama piloto presente. Para ello resulta necesario un estudio experimental al respecto para la comprensión de este escenario, en especial para discernir cuáles de los fenómenos propuestos resultan relevantes y para obtener una descripción de éstos y de cómo interaccionan entre sí.

Además, queda todavía por resolver el retraso encontrado entre las impedancias acústicas experimentales y las dadas por la teoría lineal. Este retraso hace que la impedancia experimental llegue a entrar en la zona teóricamente prohibida para métodos pasivos encontrada en este mismo trabajo.

Finalmente, se propone desarrollar una metodología para la aplicación industrial del control pseudo-activo en la combustión en turbinas de gas, aprovechando tanto el conocimiento adquirido en este trabajo como el de posibles futuros estudios que lo amplíen.

6. Bibliografía

1. Ministerio de Industria, E.y.T., *La energía en España*, ed. I.y.P. Subdirección General de Desarrollo Normativo. 2014, Madrid, España: Editor S. d. e. d. energía.
2. Boyce, M.P., *Gas turbine engineering handbook*. 2011: Elsevier.
3. Correa, S.M., *A review of NOx formation under gas-turbine combustion conditions*. Combustion science and technology, 1993. **87**(1-6): p. 329-362.
4. Keller, J.J., *Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines*. AIAA journal, 1995. **33**(12): p. 2280-2287.
5. Lieuwen, T.C. and V. Yang, *Combustion instabilities in gas turbine engines (operational experience, fundamental mechanisms and modeling)*. Progress in astronautics and aeronautics, 2005.
6. Dowling, A.P. and S.R. Stow, *Acoustic analysis of gas turbine combustors*. Journal of propulsion and power, 2003. **19**(5): p. 751-764.
7. Chehroudi, B. *Advanced Technology Consultants*.
8. Rayleigh, J., *The theory of Sound*, (1945). 1945, Dover.
9. Rayleigh, J.W.S., *The explanation of certain acoustical phenomena*. Nature, 1878. **18**(455): p. 319-321.
10. Alemela, P.R., *Measurement and scaling of acoustic transfer matrices of premixed swirl flames*. 2009: Verlag Dr. Hut.
11. Lohrmann, M., et al. *Flame transfer function characteristics of swirl flames for gas turbine applications*. in *Proceedings of ASME Turbo Expo*. 2003.
12. Sohn, C.H. and J.H. Park, *A comparative study on acoustic damping induced by half-wave, quarter-wave, and Helmholtz resonators*. Aerospace Science and Technology, 2011. **15**(8): p. 606-614.
13. Dowling, A.P. and A.S. Morgans, *Feedback control of combustion oscillations*. Annu. Rev. Fluid Mech., 2005. **37**: p. 151-182.
14. Durox, D., T. Schuller, and S. Candel, *Combustion dynamics of inverted conical flames*. Proceedings of the combustion Institute, 2005. **30**(2): p. 1717-1724.
15. Li, J., et al., *Effect of pilot flame on flame macrostructure and combustion instability*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, 2017.
16. Riazi, R., et al., *An Experimental Study on Combustion Dynamics and NOx Emission of a Swirl Stabilized Combustor with Secondary Fuel Injection*. Journal of Thermal Science and Technology, 2010. **5**(2): p. 266-281.
17. Choi, G.-M., M. Tanahashi, and T. Miyauchi, *Control of oscillating combustion and noise based on local flame structure*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005. **30**(2): p. 1807-1814.
18. Shinjo, J., et al., *Study on flame dynamics with secondary fuel injection control by large eddy simulation*. Combustion and Flame, 2007. **150**(4): p. 277-291.
19. Tanahashi, M., et al. *Control of oscillating combustion and measurements of turbulent flames*. in *Proceedings of 5th Symposium on Smart Control of Turbulence*. 2004.
20. Guyot, D., et al., *Active control of combustion instability using pilot and premix fuel modulation*, in *ICSV14*. 2007, Institute of Fluid Dynamics and Engineering Acoustics, University of Technology Berlin.
21. Lee, J.G., K. Kim, and D.A. Santavicca, *Effect of injection location on the effectiveness of an active control system using secondary fuel injection*. Proceedings of the Combustion Institute, 2000. **28**(1): p. 739-746.
22. Moeck, J., et al., *Phase-shift control of combustion instability using (combined) secondary fuel injection and acoustic forcing*. Active Flow Control, 2007: p. 408-421.

23. Neumeier, Y. *Experimental demonstration of active control of combustion instabilities using real-time modes observation and secondary fuel injection*. in *Symposium (International) on Combustion*. 1996. Elsevier.
24. Tachibana, S., et al., *Active control of combustion oscillations in a lean premixed combustor by secondary fuel injection coupling with chemiluminescence imaging technique*. *Proceedings of the combustion Institute*, 2007. **31**(2): p. 3225-3233.
25. Magina, N., et al., *Response of non-premixed flames to bulk flow perturbations*. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013. **34**(1): p. 963-971.
26. Magina, N.A. and T.C. Lieuwen, *Effect of axial diffusion on the response of diffusion flames to axial flow perturbations*. *Combustion and Flame*, 2016. **167**: p. 395-408.
27. Tizné Larroy, E., *Análisis de la influencia de parámetros operacionales sobre inestabilidades de combustión de metano y biogás*, in *Departamento de Ciencia y Tecnología de Materiales y Fluidos*. 2016, Universidad de Zaragoza.
28. García Armingol, T., *Operational issues and advanced monitoring in lean premixed syngas combustion*, in *Department of Materials and Fluids Science and Technology*. 2014, University of Zaragoza: School of Engineering and Architecture.
29. Kim, K., et al., *Spatially distributed flame transfer functions for predicting combustion dynamics in lean premixed gas turbine combustors*. *Combustion and Flame*, 2010. **157**(9): p. 1718-1730.
30. Stow, S., A. Dowling, and T. Hynes, *Reflection of circumferential modes in a choked nozzle*. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002. **467**: p. 215-239.
31. Peters, M., et al., *Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low Mach and low Helmholtz numbers*. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993. **256**: p. 499-534.
32. Gentemann, A., et al. *Acoustic transfer matrix reconstruction and analysis for ducts with sudden change of area*. in *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2003.
33. Lipari, S., A. Sobrino, and J. Ballester. *Experimental investigation of thermoacoustic instabilities in a swirlstabilized lean premixed combustor*. in *19th International Congress of Sound and Vibration*.
34. Rajaratnam, N., *Turbulent jets*. Vol. 5. 1976: Elsevier.
35. Ducruix, S., D. Durox, and S. Candel, *Theoretical and experimental determinations of the transfer function of a laminar premixed flame*. *Proceedings of the combustion institute*, 2000. **28**(1): p. 765-773.
36. Fleifil, M., et al., *Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: A kinematic model and thermoacoustic instability results*. *Combustion and flame*, 1996. **106**(4): p. 487-510.
37. Cheng, T.-S., et al., *Chemiluminescence measurements of local equivalence ratio in a partially premixed flame*. *Combustion science and technology*, 2006. **178**(10-11): p. 1821-1841.
38. Bellows, B.D., et al., *Nonlinear flame transfer function characteristics in a swirl-stabilized combustor*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2007. **129**(4): p. 954-961.