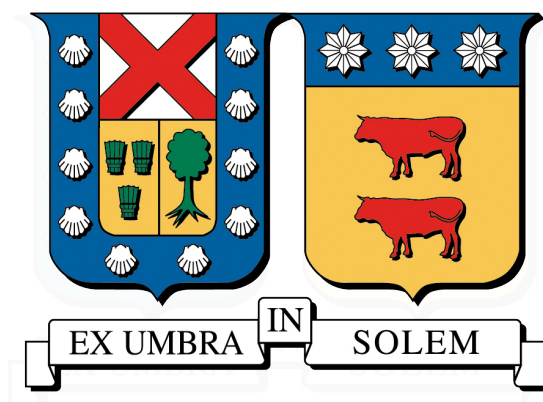


UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE INDUSTRIAS
VALPARAÍSO - CHILE



**EFFECTOS DEL ÍNDICE DE OXÍGENO EN LA CALIBRACIÓN DE
LA TÉCNICA INCANDESCENCIA INDUCIDA POR LÁSER
DE LLAMAS DE DIFUSIÓN.**

ARTURO ANDRÉS MESINA MUÑOZ

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL INDUSTRIAL

PROFESOR GUÍA : SR. RODRIGO DEMARCO B.
PROFESOR CORREFERENTE : SR. ANDRÉS FUENTES C.

NOVIEMBRE 2016

Agradecimientos

Cuando pienso a quiénes quiero agradecer en este momento, en los primeros que pienso, son en mis papás, Arturo y Magaly. Estoy tan orgulloso y agradecido de ellos, siempre disponibles para mí, siempre apoyándome incondicionalmente, siempre preocupados. A ellos les dedico lo que es para mí, mi mayor logro hasta el momento. A mi hermano Diego y a mi primo Arturito, si he llegado hasta este lugar, igual ha sido gracias a ustedes. Jamás hubiese podido alcanzar mis metas, sin el apoyo incondicional de mi familia, sin su amor o sin su empuje.

Durante todo este proceso, otra persona que igual ha estado siempre presente para mí, es mi hermana Giovanna, quien muchas veces fue como una mamá mientras me encontraba lejos de casa, gracias por recibirme siempre en tu hogar, con una sonrisa y con mucho cariño. Desde el primer día me hiciste sentir acompañado. Lo mejor de estar en Valparaíso, es que estoy cerca de ti y de mis sobrinos.

Tengo una hermosa y tremenda familia, a pesar de que pueda haber diferencias hemos sabido permanecer unidos. Compartiendo las alegrías, pero también las penas. Ayudándonos siempre entre todos, porque cuando alguien sufre, todos sufrimos, y porque la vida nos ha puesto varias veces a prueba y hemos salido adelante. Gracias tía Ximena, tía Vilma y Christian, porque de verdad han estado siempre presentes, por todos estos años de tanto amor, tienen un espacio en mi corazón.

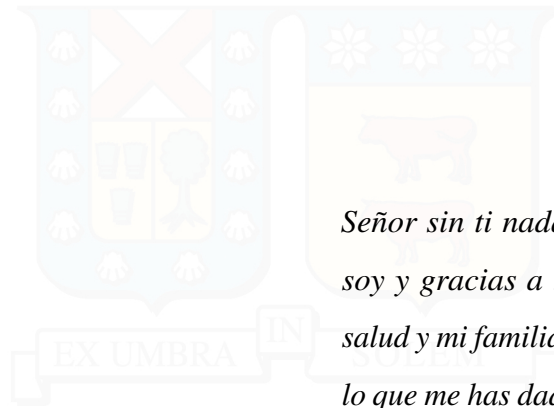
A Valentina y Gonzalo, mis amigos que ya considero como mi familia, que nos hemos acompañado tanto tiempo, hemos crecido juntos, ustedes igual son parte de esto. Son tantas las historias, las alegrías, las penas. Para ustedes, mil gracias, los quiero mucho.

Cristina, eres sin duda la mejor, te debo tanto, creo que nunca había compartido tantas cosas con alguien. Has estado conmigo en las malas y en las buenas. Gracias por creer en mí, por escucharme, por estar disponible, por estar siempre preocupada y por defenderme siempre.

A mis amigos, que se transformaron en mi familia en Valparaíso, Javiera, Nicole, Alejandro, Lia, Andrés. Han sido tantos los momentos juntos, cuantos trabajos, horas de estudio, cumpleaños, carretes hemos estado juntos. Al CAAIND 2015 que ahora son mis grandes amigos, nunca pensé que trabajando en el centro de alumnos iba a conocer personas tan maravillosas, Cristina, Francisca, Carol, Jean, José, María Cecilia y Nicole, gracias.

También, quisiera agradecer a mis profesores Rodrigo y Andrés, gracias por todo lo entregado. A Gonzalo por la buena disposición. A los chicos de la oficina, por la ayuda y por todas las risas. A la profe Ida, por tantas lecciones de vida, las largas conversaciones y el cariño entregado, de verdad muchas gracias.

Han sido tantas las personas que me han brindado su apoyo sin pedir nada a cambio, que siempre me desearon lo mejor y que siempre creyeron en mí, incluso cuando no me sentía capaz, de las cuales estoy tan agradecido.



Señor sin ti nada soy, por ti soy lo que soy y gracias a ti dos tesoros tengo, la salud y mi familia. Gracias Dios por todo lo que me has dado, gracias por no soltar mi mano y mantenerme a tu lado contra vientos y marea.

RESUMEN EJECUTIVO

La quema de combustibles fósiles continúa siendo la principal forma de generar energía en Chile y en el mundo, a pesar de que son fuentes de energía no renovables y de que la quema de ellos tiene efectos perjudiciales sobre la salud humana y el medio ambiente.

Dentro de los contaminantes que se generan en la combustión de hidrocarburos, se encuentra el hollín, que son partículas formadas mayoritariamente por carbono, de forma esférica y de diámetro que se encuentran entre los 0,01 y 0,05 μ m. Debido a que estas partículas son diminutas pueden ser inhaladas con facilidad. Las enfermedades asociadas con el hollín incluyen ataques al corazón, ritmo cardíaco irregular, asma y muerte prematura. Sin embargo, el hollín, posee un alto poder de transferencia de calor por radiación que se genera en su producción, lo que ha incentivado su estudio.

Estos motivos han hecho que se desarrollen técnicas que permitan detectar y estudiar estas partículas, sobre todo técnicas de diagnóstico óptico, que son herramientas que permiten detectar de manera rápida parámetros relevantes en el proceso de combustión, como la temperatura, la concentración de partículas y de manera indirecta el tamaño de partículas. En la actualidad, existe interés de trabajar en el mejoramiento de las técnicas existentes, con el fin de disminuir el riesgo asociado en su utilización.

Particularmente, la técnica de diagnóstico óptico de Incandescencia Inducida por Láser (LII), es una técnica no intrusiva fundamentada en el análisis de la emisión estimulada. Esta emisión se da por la energía que entrega el pulso láser a las partículas de hollín, la cual es absorbida provocando un aumento de la temperatura, generando la incandescencia, esta señal es captada por un sistema.

Diversos autores, han confirmado la linealidad de la señal de LII con la fracción en volumen de hollín, sin embargo, se deben tener en cuenta diferentes parámetros que aún son objeto de estudio, como la determinación de una fluencia óptima que evite la vaporización de partículas o la utilización de un tiempo de retardo adecuado discrimine la señal de LII frente a otras emisiones como la fluorescencia o fuentes de interferencia de corta duración.

En el caso de la fluencia, existen 3 comportamientos de la señal LII. A fluencias bajas, la señal es demasiado débil y se funde con el ruido, la relación es altamente creciente, a

fluencias intermedias, entre $0,2 \text{ J/cm}^2$ y $0,5 \text{ J/cm}^2$, la señal es relativamente estable, pero continua siendo creciente, hasta $0,5 \text{ J/cm}^2$ donde se da un máximo, luego de eso la señal comienza a decaer, provocado por una vaporización de las partículas que hace que se pierda masa y con ello parte de la señal.

Teniendo un rango de fluencia para operar, se continuó el análisis del tiempo de retardo. Para fluencias altas, la señal de demora bastante en crecer y en decaer y para una fluencia de $0,2 \text{ J/cm}^2$, la señal aumenta rápidamente y se descompone a menor velocidad. Con respecto a la elección del delay se pueden abordar mediante dos estrategias, activación inmediata de adquisición o disparo retardado, con la primera se trata de reducir al mínimo la influencia del tamaño de partícula en la señal de LII, sin embargo pueden aparecer señales de fluorescencia o de otras fuentes de interferencia. Esta última situación, se puede evitar tomando un tiempo mayor de retardo, lo que permite discriminar de la señal de LII de otras emisiones excitadas.

Finalmente se decide que las imágenes deben ser tomadas con una fluencia cerca a $0,2 \text{ J/cm}^2$ y un tiempo de retardeo de 75 ns .

Palabras Clave. Combustión, hollín, técnica de incandescencia inducida por láser, índice de oxígeno.

ABSTRACT

The burning of fossil fuels continues to be the main way to generate energy in Chile and in the world, even though they are non-renewable energy sources and that burning them has harmful effects on human health and the environment.

Among the pollutants generated in the combustion of hydrocarbons are soot, which are particles formed predominantly of carbon, of spherical form and of diameter that are between 0,01 and 0,05 μm . Because these particles are tiny they can be easily inhaled. Diseases associated with soot include heart attacks, irregular heart rhythms, asthma, and premature death. However, soot, has a high power of heat transfer by radiation that is generated in its production, which has encouraged its study.

These reasons have led to the development of techniques to detect and study these particles, especially optical diagnostic techniques, which are tools that can quickly detect relevant parameters in the combustion process, such as temperature, particle concentration and Indirectly the size of particles. At present, there is interest to work on improving existing techniques, in order to reduce the associated risk in their use.

In particular, the technique of optical diagnosis of Laser Induced Incandescence (LII), is a non-intrusive technique based on the analysis of the stimulated emission. This emission is given by the energy delivered by the laser pulse to the soot particles, which is absorbed causing an increase in temperature, generating incandescence, this signal is captured by a system.

Several authors have confirmed the linearity of the LII signal with the fraction in soot volume, however, it is necessary to take into account different parameters that are still under study, such as the determination of an optimum creep that prevents the vaporization of particles Or the use of a suitable delay time discriminates the LII signal against other emissions such as fluorescence or sources of short duration interference.

In the case of creep, there are 3 behaviors of the LII signal. At low fluences, the signal is too weak and fuses with noise, the ratio is highly increasing, at intermediate fluences, between 0.2 and J/cm^2 and 0,5 J / cm^2 , the signal is relatively stable, but continues to be increasing, to 0.5 J/cm^2 where a maximum is given, thereafter the signal begins to decay,

caused by a vaporization of the particles Which causes that mass is lost and with it part of the signal.

Having a creep range to operate, the analysis of the delay time was continued. For high fluences, the delay signal is fairly high in growth and decay and at a creep of 0.2

It is finally decided that the images should be taken with a creep of about 0.2 J/cm^2 and a delay time of 75 ns.

Keywords. Combustion, soot, laser induced incandescence, oxygen index.

Índice de Contenidos

1. Problema de investigación	1
2. Objetivos	3
2.1. Objetivo general	3
2.2. Objetivos específicos	3
3. Antecedentes	4
3.1. Llamas de difusión	4
3.2. Índice de oxígeno	5
3.3. Producción de hollín	5
3.3.1. Proceso de formación de hollín	7
3.4. Técnicas de diagnóstico óptico	8
4. Marco teórico	10
4.1. Incandescencia Inducida por Láser (LII)	10
4.1.1. Perfil de intensidad del láser	12
4.1.2. Fluencia del láser	13
4.1.3. Tiempos relevantes	13
4.1.4. Región de detección espectral	14
4.2. Fenómenos físicos involucrados	14
4.2.1. Absorción de la radiación emitida por el láser	15
4.2.2. Conducción	16
4.2.3. Sublimación	17
4.2.4. Radiación	19
4.2.5. Almacenamiento de energía interna	19
4.2.6. Balance de masa y energía	20
5. Desarrollo experimental	21
5.1. Equipos e instrumentos	21
5.1.1. Láser	21
5.1.2. Cámara	23
5.1.3. Generador de pulsos	23
5.1.4. Osciloscopio	24
5.1.5. Quemador	24
5.1.6. Medidor de potencia	25

5.1.7. Controlador de flujo digital	26
5.1.8. Generador de plano, fotodiodo, filtro y lentes	26
5.2. Condiciones de operación	28
5.3. Análisis de la fluencia del láser	30
5.4. Análisis del tiempo de retardo	34
5.5. Mediciones con diferentes OI	38
5.5.1. Calibración	39
5.5.1.1. Corrección de la capa láser	40
5.5.1.2. Corrección de la absorción del haz de láser	41
5.5.1.3. Corrección de auto-atenuación	41
5.6. Análisis del error	42
6. Conclusiones	45
6.1. Resultados	45
Bibliografía	48

Índice de Tablas

5.1. Especificaciones del láser	22
5.2. Constantes fisicoquímicas del etileno.	28
5.3. Configuraciones de llama a diferentes OI	28
5.4. Configuración para análisis de la fluencia del láser.	29
5.5. Fluencias del láser a 532 nm.	32
5.6. Componentes individuales que contribuyen a la incertidumbre individual y expandida de f_v . fuentes: Laser-induced incandescence calibration in a three-dimensional laminar diffusion flame, Fuentes (2007)	44

Índice de Figuras

3.1. Vista de partículas de hollín.	6
3.2. Esquema del proceso de formación de hollín.	7
4.1. Esquema de procesos de transferencia de energía.	15
5.1. Esquema configuración del sistema experimental.	21
5.2. Esquema del láser, su fuente de poder y su controlador.	22
5.3. Vista interna del láser.	23
5.4. Cámara Andor modelo iStar 334t.	23
5.5. Vista delantera y trasera del generador de pulsos.	24
5.6. Osciloscopio digital.	24
5.7. Esquema del quemador tipo Gülder.	25
5.8. Medidor de potencia y su respectivo sensor.	25
5.9. Sistema generador de plano.	26
5.10. Filtro de 400 nm.	27
5.11. Fotodiodo.	27
5.12. Llama de etileno.	29
5.13. Vista del laboratorio durante mediciones.	30
5.14. Gráfico de la energía de salida del láser.	31
5.15. Comportamiento de la señal LII en función de la fluencia del láser.	32
5.16. Vista del ruido.	33
5.17. Modelo de Señal LII y fluencia.	33
5.18. Señal LII en función de la fluencia del láser.	34
5.19. Señal capturada según retardo.	36
5.20. Gráfico de la señal de LII en función del tiempo de retardo para diferentes fluencias.	37
5.21. Gráfico de la señal de LII en función del tiempo de retardo.	38
5.22. Perfil de intensidad del láser.	40
5.23. GEOMETRÍA PROCESO DE CORRECCIÓN.	42
6.1. Señal LII en función de la fluencia del láser.	46
6.2. Gráfico de la señal de LII en función del tiempo de retardo.	46
6.3. Llamas a diferentes OI.	47

1 | Problema de investigación

La combustión, es la forma más utilizada para generar energía tanto para procesos de uso industrial, como para uso doméstico, pero contrariamente de lo común que es, aún no se ha logrado un entendimiento total de éste, debido a la complejidad de su naturaleza y a la cantidad de procesos físicos y químicos involucrados.

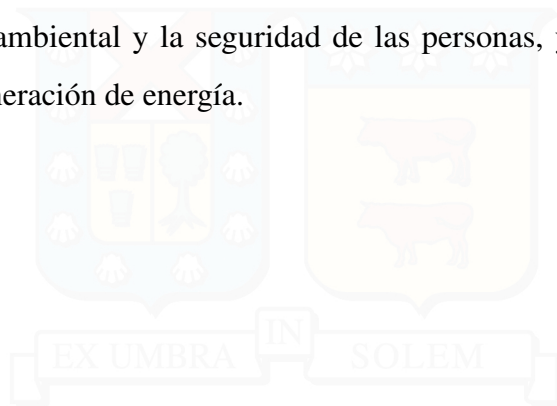
Para llevar a cabo la combustión, es necesario contar con combustible y comburente (oxidante), los cuales deben ser activados por una cierta cantidad de energía. El tipo, la forma en que se mezclan y la cantidad de estos elementos determinarán la cantidad de energía que desprenderán y los subproductos que serán liberados.

El uso de hidrocarburos como combustible en la combustión conducen a la generación de óxidos de carbono, óxidos de nitrógeno y óxidos de azufre, que junto con el material particulado contribuyen a incrementar el efecto invernadero, la lluvia ácida, la contaminación del aire, suelo y agua (Según [Cassedy y Grossman \(1998\)](#)). Dentro del material particulado se encuentra un material carbonoso subproducto de la combustión incompleta conocido como hollín ([Bobadilla et al., 2016](#)). Dependiendo del combustible y de la cantidad de comburente, este subproducto puede venir acompañado de un alto contenido de hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH's) y que pueden resultar perjudiciales para la salud humana debido a su carácter carcinogénico y mutagénico, tal como aparece en el artículo de [Sarofim et al. \(2002\)](#).

A pesar de esto, existen situaciones en donde las partículas de hollín son útiles y donde además toman un papel relevante, debido a su poder de generar calor y poder. El hollín puede irradiar energía por incandescencia, ayudando a la transferencia de calor, situación que resulta provechosa para algunas industrias, como, por ejemplo, aquellas que utilicen sistemas de generación de vapor ([Griffiths y Barnard \(1995\)](#)). Según [Lautenberger et al.](#)

(2005), este gran poder de transferencia de calor en forma de radiación es el responsable también de la rápida propagación de incendios forestales.

En conocimiento de lo anterior, es necesaria la investigación de modelos que permitan predecir la producción de hollín, con el fin de controlarlo, disminuir su efecto negativo en la contaminación ambiental y la seguridad de las personas, y buscando siempre la optimización en la generación de energía.



2 | Objetivos

2.1. Objetivo general

Analizar experimentalmente la producción de hollín en llamas de difusión de etileno, considerando diferentes índices de oxígeno, a través de la técnica de diagnóstico óptico de Incandescencia Inducida por Láser (LII), con el fin de generar una base de datos que puedan ser utilizados para posteriores investigaciones.

2.2. Objetivos específicos

- Realizar un estudio bibliográfico sobre la producción de hollín en llamas de difusión y la técnica de diagnóstico óptico LII.
- Analizar el comportamiento de la fluencia del láser y su efecto en las partículas de hollín, variando la intensidad de las señales emitidas en la técnica de LII.
- Definir campañas experimentales para la determinación de la fracción en volumen de hollín en llamas de difusión a diferentes concentraciones de oxígeno en el flujo oxidante (Índice de Oxígeno).
- Estimar la concentración de partículas de hollín por medio de la medición de la energía irradiada al ser excitada por un plano laser y con ello validar los datos experimentales derivados mediante la técnica de diagnóstico óptico de Incandescencia Inducida por Láser, comparándolos con datos obtenidos mediante otras técnicas de diagnóstico óptico.

3 | Antecedentes

3.1. Llamas de difusión

Las llamas se generan cuando la energía generada en la combustión es liberada en forma de radiación visible y se pueden clasificar dependiendo el tipo de inyección de los reactantes y por el tipo flujo.

El tipo de inyección de los reactantes viene dado por la forma en que son mezclados los reactantes, que puede ser se forma separada, llamadas llamas de difusión, o totalmente mezclados, también conocidas como llamas de pre-mezcla. La llama a utilizar en el desarrollo de este trabajo, el oxidante y el combustible están separados y llegan a la zona de reacción desde lados contrarios. La velocidad de esta combustión depende de la naturaleza del combustible y de la velocidad en que los gases se aproximan a la zona de combustión. El tipo de flujo viene dado según el número de Reynolds, en el caso de llamas laminares, el número de Reynolds asociados es menor a 2000, a diferencia de las llamas turbulentas, que poseen un número de Reynolds superior a 2000.

En la mayoría de los casos, las llamas son de tipo turbulentas, lo que representan una dificultad al momento de realizar mediciones, debido a la inestabilidad, distorsiones y limitaciones de resolución espacial y temporal propia de este estado ([Cuevas \(2012\)](#)). Con el objeto de facilitar el modelo y estudio de este tipo de llamas se utiliza el concepto de Flamelet, que señala que es posible modelar el comportamiento turbulento de una llama mediante un conjunto de llamas laminares y estables. [Fuentes \(2010\)](#).

Finalmente, una llama de difusión laminar puede entregar valiosa información acerca de su estructura, su tasa de liberación de calor y el impacto ambiental de la producción de

contaminantes, como lo es el hollín. Existen diversas opciones para el estudio de la zona reactiva de la llama, particularmente resulta interesante evaluar el comportamiento de la llama variando la adición de oxígeno.

3.2. Índice de oxígeno

El efecto de la variación de concentración del combustible y el oxidante ha sido ampliamente estudiado para analizar sus consecuencias en la producción de hollín. Este cambio de concentración de componentes puede ser provocado por la adición de un diluyente, que puede ser un gas inerte, como por ejemplo Nitrógeno (N₂), Argón (Ar), Helio (He) o Dióxido de Carbono (CO₂).

En el año 1968, en el Reino Unido, se publicó por primera vez un estudio sobre esta materia, cuando [McLintock \(1968\)](#) por definió el índice de oxígeno (OI, del inglés Oxygen Index) como la fracción en volumen de oxígeno en una mezcla de oxígeno con un determinado diluyente. La ecuación viene dada de la siguiente forma ([Ecuación 3.1](#)):

$$OI = \frac{V_{oxigeno}}{V_{oxigeno} + V_{diluyente}} \quad (3.1)$$

La variación de OI altera las propiedades de la zona reactiva de la llama, tanto como en términos de temperatura como la concentración de especies, lo que afecta los procesos de formación y oxidación. Por lo cual es importante validar experimentalmente la fracción en volumen de hollín bajo diferentes condiciones de OI para validar los modelos de producción de hollín y entender el fenómeno que ocurre.

3.3. Producción de hollín

El hollín, básicamente, es material sólido particulado que resulta como producto de la combustión incompleta de hidrocarburos. El hollín está formado por partículas esféricas aglomeradas en forma de racimos, las cuales tienen un diámetro que oscila entre 0,01 y 0,05

μm . Las partículas de menor tamaño se han encontrado en llamas de baja contaminación, mientras que las de mayor tamaño se encuentran en llamas que generan una gran cantidad de contaminantes, tal como especifica [Palmer y Cullis \(1965\)](#). En la imagen [Figura 3.1](#) se puede apreciar una vista aumentada de las partículas de hollín.

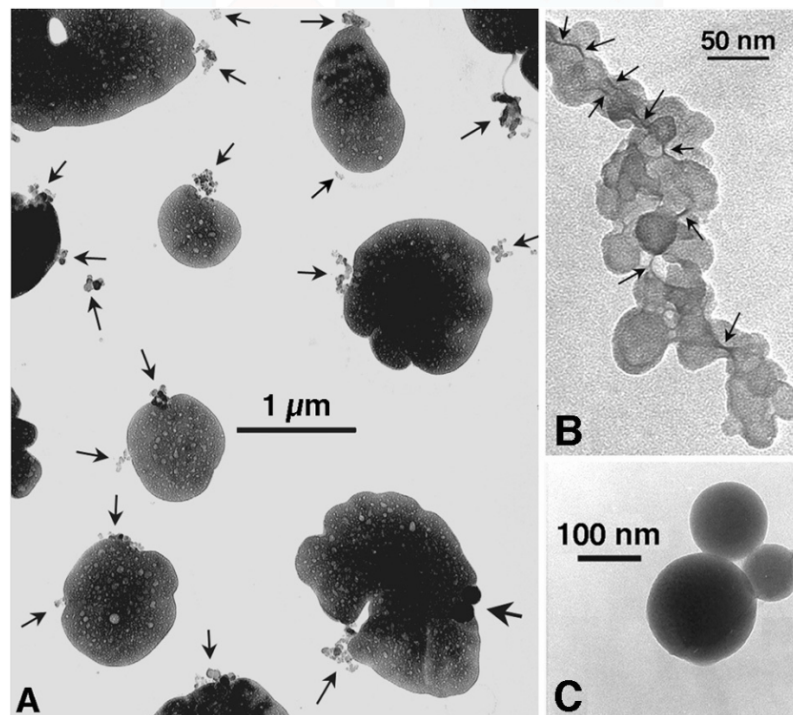


Figura 3.1: Vista de partículas de hollín.

Fuente: Peter Buseck, Arizona State University.

Las partículas de hollín no están formadas solo por carbono, sino también por hidrógeno, el cual representa generalmente un 1 % de su peso. Empíricamente, su fórmula química se puede representar como C_8H ([Palmer y Cullis \(1965\)](#)).

A través de la pirólisis de combustible es posible obtener las partículas de hollín. La pirólisis es un proceso de calentamiento de combustible sin presencia de oxígeno y puede ocurrir en el interior de las llamas de difusión en las zonas de mayor cantidad de combustible. Este proceso provoca que la sustancia resultante se presente de partículas de forma esférica aglomeradas que pueden tener del orden de 10^5 a 10^6 átomos de carbono, números determinados por [Atinao \(2014\)](#).

El hollín se forma de la parte más baja de la llama, sus partículas van aumentando su

tamaño hasta llegar a la parte más alta de la llama, la cual posee mayor comburente. En esta zona de la llama, las partículas pueden oxidarse y completar la combustión, sin embargo, el que ocurra no depende del tipo de combustible y de los tiempos de residencia en la llama, por lo que las emisiones de hollín se le atribuyen a la diferencia de número de núcleos de hollín formados inicialmente. Está comprobado que las bajas concentraciones de oxígeno favorecen la generación de hollín sobre la pirólisis en una atmosfera inerte, por lo que pareciera que el oxígeno cumple dos funciones importantes, por un lado, es el responsable del ataque oxidativo de las moléculas de hidrocarburo y por el otro se le asigna el poder de oxidativo sobre los núcleos de hollín incipientes y precursores, limitando el crecimiento de éstos hasta que el oxígeno se vea consumido. (Frenklach y Feigelson (1989) y Atinao (2014))

3.3.1. Proceso de formación de hollín

El hollín generado en una llama depende de todos los procesos que ocurren de manera simultánea en la combustión, por lo que es más sencillo analizar los procesos de acuerdo a las reacciones químicas que están presentes.

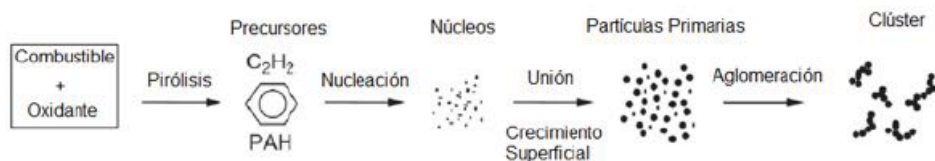


Figura 3.2: Esquema del proceso de formación de hollín.

Como se señaló anteriormente, el proceso de pirólisis del combustible es el encargado de generar las primeras partículas precursoras de hollín, mediante un mecanismo de cinética química en fase gaseosa que proporciona la entrada de sustancias a los procesos de formación de hollín posteriores. El crecimiento de estas partículas precursoras hace que se transformen en especies de núcleos de hollín que conducen a formar partículas de hollín nacientes, este proceso se denomina nucleación, y es lejos, uno de los procesos de formación de hollín menos entendido. Estas partículas recién formadas tienen un alto

contenido de hidrogeno, por lo que pasan por un proceso de deshidrogenización, también llamado envejecimiento, en un ambiente de alta temperatura, mientras absorben a otros hidrocarburos en este gaseoso que se encuentran en el mismo proceso. Esta transformación facilitará la producción de hollín.

Estos núcleos están formados a base de compuestos Aromáticos Policíclicos (en inglés Polycyclic Aromatic Hydrocarbon, PAH), a medida que crecen comienzan a colisionar entre ellos, creando partículas de mayor tamaño, que terminan por condensarse y aglomerarse unas con otras sufriendo procesos de reconfiguración química dando a lugar las estructuras carboníferas que caracterizan al hollín.

Una cualidad importante para estudiar el hollín se encuentra en el alto poder de transferencia de calor por radiación que genera su producción, que viene dado en parte, a la alta emisividad del hollín en la capacidad de absorción de temperatura ambiente que posee el carbón de color negro. Este color tan característico del hollín y entre otras cosas, ha incentivado el desarrollo de uso de técnicas de diagnóstico óptica para su detección, ya que al ser un compuesto de partículas tan diminutas imposibilita la utilización de otros métodos.

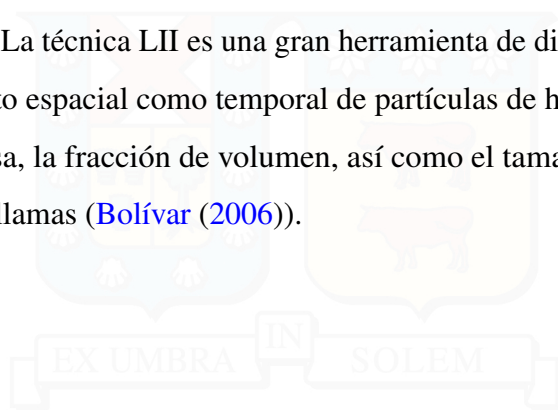
3.4. Técnicas de diagnóstico óptico

El diagnóstico óptico es una herramienta que permite detectar de manera rápida parámetros relevantes en el proceso de combustión, como la temperatura, concentración y de manera indirecta, el tamaño de las partículas que se generan en el proceso. Cabe destacar que existen muchas técnicas de este tipo de diagnóstico, así como también las aplicaciones en que pueden ser utilizados. En la actualidad, existe interés de trabajar en el mejoramiento de las técnicas existentes, con el fin de disminuir el error asociado en su utilización. (Cuevas, 2012).

Las técnicas ópticas detectan la radiación electromagnética emitida por un objeto. Los objetos sólidos y líquidos emiten radiación siguiendo la ecuación de ley de radiación de Planck. Los gases emiten y absorben determinadas bandas o líneas espectrales debido a su poca interacción molecular. El espectro de emisión de cada gas es diferente porque cada

tipo de molécula tiene una frecuencia de resonancia particular.

Particularmente, la técnica de incandescencia inducida por láser (LII), está basada en el análisis de la emisión estimulada. La radiación térmica y luminosa de las llamas proporciona información acerca de su temperatura, composición química, concentración y estructura geométrica. La técnica LII es una gran herramienta de diagnóstico para medidas de alta resolución, tanto espacial como temporal de partículas de hollín. Se puede obtener información de la masa, la fracción de volumen, así como el tamaño de las partículas de hollín en todo tipo de llamas ([Bolívar \(2006\)](#)).



4 | Marco teórico

4.1. Incandescencia Inducida por Láser (LII)

La incandescencia inducida por láser (LII, del inglés Láser Induced Incandescence) es una herramienta potente que combina de alguna manera características de otras técnicas ópticas establecidas, tales como la dispersión elástica y la extinción. Según [Wainner y Seitzman \(1999\)](#), al igual que la dispersión elástica, en la teoría de la dispersión, la LII es una técnica de imagen con una gran resolución espacial. Por su parte, como la señal corresponde principalmente a la cantidad de energía láser absorbida, tanto como LII y la extinción, es sobretodo sensible a la fracción de la concentración de hollín y débilmente sensible al tamaño de partícula.

La incandescencia inducida por láser se produce cuando las partículas de hollín absorben iluminación láser. Las partículas de hollín se componen de agregados de partículas primarias aglomeradas nominalmente esféricas de carbono. Si la tasa de absorción de energía es suficientemente alta, es decir, la intensidad del láser es lo suficientemente alta, la temperatura de las partículas se elevará a un nivel en que las partículas de hollín se iluminarán de manera incandescente, notablemente más fuerte que la emisión de fondo.

Cuando la partícula alcanza una determinada temperatura, de alrededor de los 3900 K, la vaporización comienza a tener lugar en la superficie de la partícula. Mientras la temperatura de las partículas vaya en aumento, la tasa de vaporización también lo hará, hasta que se alcanza un equilibrio. Todo esto durante el pulso del láser, ya que una vez que termine, la temperatura descenderá y con ella también la tasa de vaporización.

La señal LII es casi proporcional a la concentración de hollín debido a que el tamaño

de las partículas primarias de hollín se encuentra en el límite de Rayleigh para la absorción de la luz, donde las partículas absorberán y también emitirán de manera proporcional a su volumen o masa. Sin embargo, se espera que los mecanismos de conducción y evaporación actúen y provoquen una pérdida de energía, por lo tanto, se prevé que el tamaño de la partícula primaria y la temperatura del gas afectarían a la escala volumétrica de la señal LII a través de estos mecanismos de refrigeración. También, puesto que la incandescencia es una fuerte función de la temperatura, la señal emitida se desintegra rápidamente, así que es mucho menor que durante el pulso del láser, no obstante, los tiempos de delay más cortos o bien de ancho de puerta más largos pueden producir una señal medible para la detección tardía.

La señal de LII se hace menos sensible a la entrada de energía más allá de la energía necesaria para inducir la vaporización. Este umbral de fluencia ha sido determinado que es del orden de $0,1 \text{ J/cm}^2$ (10 MW/cm^2) para la escala de nanosegundos, láseres de longitud de onda visible o cercana a la visible, y tamaños típicos de partículas en llamas generadoras de hollín. Por tanto, para fluencias de láser más altas se cree que las temperaturas medias de hollín y las señales comienzan a nivelarse, ya que la mayoría de la energía adicional genera la vaporización.

El comportamiento real de la señal por encima del umbral depende de la del perfil espacial del haz del laser. Para distribuciones típicas de Gauss, la caída de las señales debido a la vaporización en el centro del haz se ve contrarrestado por el aumento de las señales en los extremos. Es decir, que un aumento en las señales máximas se compensan con las desintegraciones de las señales más nítidas, producto de la vaporización.

Parte de la energía láser puede entrar en elevar los niveles de energía de las especies moleculares de carbono vaporizado (C_2 , C_3). Las emisiones visibles desde C_2 pueden ser bastante fuerte para la excitación de alta intensidad y se consideran una interferencia ya que estas señales no se adaptan exactamente como LII. El uso de excitación de infrarrojos o de detección retardada se ha determinado para reducir al mínimo estas contribuciones.

Finalmente, la relación más importante que se debe destacar, es que la señal LII tiene una relación lineal con la fracción volumétrica de hollín, además por el tamaño de las

partículas primarias se consideran cuerpos negros que irradian de acuerdo a la ecuación de Planck.

$$f_v = N_p \cdot \frac{\Pi \cdot D_p^3}{6} \quad (4.1)$$

Se entiende la linealidad de la señal LII y f_v

$$S_{LII} \propto f_v \quad (4.2)$$

La señal LII es proporcional al diámetro medio del hollín. La relación fundamental de la señal LII para la medida de concentración de hollín se escribe de la manera siguiente (Melton, 1984).

$$S_{LII} \propto N \cdot D^{3+\frac{0.154}{\lambda_{det}}} \quad (4.3)$$

Donde λ_{det} corresponde a la longitud de onda de detección, expresada en micrones.

La técnica proporciona datos sobre la fracción de volumen de hollín, del comportamiento temporal del enfriamiento se deduce la distribución de tamaño del hollín. Sin embargo, se necesita una temperatura de referencia para el enfriamiento que es desconocida, la cual se puede estimar mediante otro método como por ejemplo el método de los 2 colores o a partir de un cálculo teórico. Sin embargo, para este cálculo hace falta conocer el índice de refracción.

La determinación del tamaño y de la concentración de hollín se realiza considerando que el hollín se compone de partículas primarias.

Para desarrollar la técnica de LII se debe considerar importantes parámetros que intervienen en su ejecución. A continuación se describen los más relevantes.

4.1.1. Perfil de intensidad del láser

Es importante caracterizar el comportamiento de la fluencia a través de un perfil espacial, ya que la fluencia que se puede medir a la salida del láser se comporta de manera varia al

pasar por el generador de plano.

Esta caracterización del perfil espacial puede ser de varias formas geométricas, puede ser además gaussiana o uniforme. La señal S_{LII} se incrementa cuando en un haz gausseano de intensidad de láser aumenta su región transversal.

A partir de una perspectiva de aplicación como diagnóstico, el efecto del perfil de la intensidad del láser es importante y deberá caracterizarse para cada sistema, para de esta forma implementar de manera correcta la técnica.

4.1.2. Fluencia del láser

La fluencia corresponde a la tasa de energía aplicada en unidad de área, particularmente, la fluencia del láser es la energía que entrega el pulso a la superficie de la partícula, que provoca finalmente que ésta emita una señal. La temperatura de la partícula se eleva con la potencia que irradia el haz del láser, lo que podría resultar en que la partícula eleve su temperatura por sobre los 4000 K, dando lugar a la sublimación, lo que se vería reflejado en una disminución de la señal LII. Por lo que, a altas fluencias, la técnica de diagnóstico LII ya no es no intrusiva, ya que el proceso de vaporización altera la morfología y las características físicas de las partículas de hollín (Michael et al., 2015).

4.1.3. Tiempos relevantes

- **Ancho de puerta o Gate:** este tiempo se refiere a la velocidad de disparo, que corresponde a la duración en que el obturador se encuentra abierto dejando entrar luz al sensor para lograr la toma de una fotografía.

Para aplicaciones como ésta, la determinación del "gate" es recomendada. Un tiempo muy corto de exposición no permitirá la entrada de luz necesaria para obtener una imagen nítida y por el contrario, un período largo de exposición dejará entrar demasiada luz provocando una saturación.

- **Retardo o Delay:** corresponde al espacio entre que el láser choca las partículas de hollín y momento exacto en que se toma la imagen. El láser provoca que las partículas de hollín aumenten su temperatura y éstas generen incandescencia, la cual es

detectada por la cámara. Esta señal detectada por la cámara tiene un comportamiento temporal en que, en un principio aumenta, llegando a un peak, para después decaer. Además de la incandescencia, también se produce la fluorescencia, fenómeno físico que se da luego de que las especies han absorbido energía y generan radiación electromagnética de longitudes de ondas diferentes. El delay permite discriminar entre estos dos fenómenos físicos, considerando que la incandescencia ocurre en primer lugar, después se da lugar a la fluorescencia.

4.1.4. Región de detección espectral

La respuesta espectral del detector es importante puesto que el fondo y las interferencias inducidas por el láser son de preocupación en la captura de imágenes. Las longitudes de onda más corta favorecen la detección dado que la radiación luminosa natural de hollín disminuye bruscamente hacia el lado UV, sin embargo, se debe tener cuidado en la selección del ancho de banda espectral sobre la cual las mediciones son obtenidas. Contribuciones de emisión de C_2 generados por el calentamiento láser pueden introducir interferencias entre regiones de longitud de onda entre 420 y 620nm aproximadamente. Las interferencias de C_2 son particularmente importantes en llamas donde la concentración es larga ($>2\text{ppm}$).

El uso de filtros que tienen sus cumbres de transmisión de $\lambda \leq 450\text{nm}$ eliminan las transferencias asociadas a las emisiones de C_2 . Las interferencias de los PAHs están desplazadas hacia el rojo, por lo que se supone que la forma más efectiva para minimizar ambas interferencias es utilizar una fuente láser infrarrojo.

4.2. Fenómenos físicos involucrados

En el proceso de este trabajo experimental, se encuentran presentes diferentes mecanismos físicos que son desencadenados por la combustión que genera partículas de hollín y por la intervención del haz de luz láser que interacciona con éstas partículas. Debido a la complejidad de esto resulta necesario tener en consideración distintas simplificaciones de los mecanismos físicos involucrados, con la finalidad de poder modelar la cantidad de materia generada y la energía producida.

Como se señaló anteriormente, las partículas de hollín pueden ser simplificadas a partículas singulares esféricas, las cuales, además de ser expuestas a la radiación del láser, se ven afectadas también por radiación, absorción, sublimación y conducción de calor.

El proceso se inicia cuando parte de la energía emitida por el pulso del láser es absorbida por la partícula, produciendo un incremento en la energía de la superficie de éstas. Las partículas de hollín quitarán energía de la superficie colisionando y desprendiéndose, dando lugar a la conducción. La emisión visible e infrarroja incrementan la temperatura, contribuyendo a la pérdida de energía que permite ser identificada por la técnica LII. La sublimación se encuentra presente debido a las altas temperaturas que se alcanzan, provocando que parte de la materia se sublima y produzca pérdida de energía y masa.

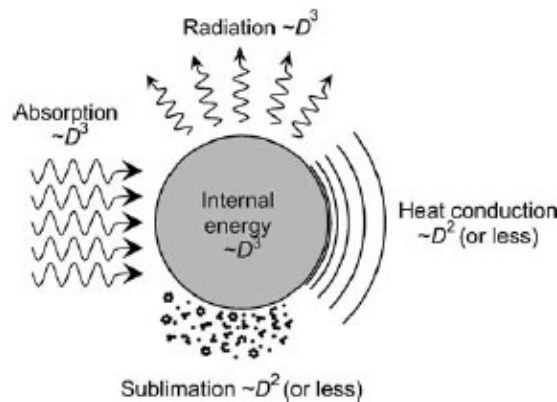


Figura 4.1: Esquema de procesos de transferencia de energía.
Fuente: [Bladh \(2007\)](#).

4.2.1. Absorción de la radiación emitida por el láser

Dentro de los procesos que están presentes, la absorción es el único proceso que interviene activamente a la energía interna de la partícula. Esta energía se modela de acuerdo a la sección transversal de la partícula de hollín y se pondera con un perfil de intensidad entregada por el láser. La ecuación puede ser descrita de la siguiente manera ([Ecuación 4.4](#)):

$$\dot{Q}_{abs} = C_{abs} F g(t) \quad (4.4)$$

Donde F es la fluencia del láser y $g(t)$ es la distribución de la energía del láser en el tiempo.

La partícula al ser tan pequeña, menor a la longitud de onda de la radiación incidente, puede ser simplificada a una esfera, tal como indica el régimen de Rayleigh ([Ecuación 4.5](#)):

$$C_{abs} = \frac{\pi D^3 E(m)}{\lambda} \quad (4.5)$$

Donde $E(m)$ es la función de absorción, el cual está relacionado con la parte compleja del índice de refracción de material de la partícula, m , de la siguiente forma ([Ecuación 4.6](#)):

$$E(m) = -Im\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) \quad (4.6)$$

La tasa de absorción total de una partícula agregada puede escribirse como ([Ecuación 4.7](#)):

$$\dot{Q}_{abs} = C_{abs} F g(t) N_p = \frac{\pi D^3 E(m) N_p F}{\lambda} g(t) \quad (4.7)$$

Donde N_p corresponde al número de partículas primarias por agregado ([Santoro et al. \(2002\)](#) y [Bladh \(2007\)](#)).

4.2.2. Conducción

La conducción de calor está presente en la forma en que se transfiere la energía en la superficie de las partículas, las cuales generan colisiones con las moléculas de gas que las rodean.

La conducción de calor dependerá de la tasa de colisión molécula-partícula, es decir dependiente de la presión y de la probabilidad de intercambio de energía en dichas colisiones. Por lo tanto si hay una densidad de número de moléculas muy alta, la probabilidad de colisiones de partícula-molécula será mucho mayor incrementando efectivamente la transferencia de calor.

Para bajas concentraciones de moléculas de gas, la conducción térmica tiene lugar en el régimen molecular libre, donde pocas moléculas afectarán a las partículas de hollín, pero si lo llegasen a hacer, es probable que sean capaces de transportar la energía lejos de la

partícula sin perderla a otras moléculas en su camino. Para el caso contrario, en densidades de número de moléculas lo suficientemente altas, la conducción será casi independiente de la presión. Este régimen se denomina régimen continuo. En este caso es menos probable que la energía extraída de la partícula por una molécula llegue a alcanzar el gas. Las teorías de conducción de calor para estas dos condiciones extremas están bien desarrolladas y se pueden aplicar expresiones analíticas. Se vuelve mucho más complicado cuando se considera lo que sucede a presiones intermedias. Esta región se conoce como el régimen de transición.

$$\dot{Q}_{cond} = h_{cond} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot (t - t_s) \quad (4.8)$$

Este término de la ecuación es complicado por el hecho de que depende del tamaño de partícula que puede ser del mismo orden o menor que el promedio del camino libre en el gas circundante, como consecuencia el coeficiente de transferencia de calor h_{cond} debe tener en cuenta tanto el régimen molecular libre y continuo, en estos casos el coeficiente de transferencia se puede expresar como

$$h_{cond} = \frac{2k_{\infty}}{D_s + G\lambda_{mfp}} \quad (4.9)$$

Donde k_{∞} es el coeficiente de conductividad térmica del gas, D_s diámetro de partícula, G es un factor que depende de la geometría and λ_{mfp} es el trayecto libre medio del gas circundante.

$$G = \frac{8f}{\alpha(\gamma + 1)} \quad (4.10)$$

Donde f es el factor de Eucken, α es el factor térmico de acomodación (que a menudo se considera 0.9) y γ de calor específico.

4.2.3. Sublimación

La sublimación es posible solo en condiciones en que la temperatura supera los 4000 grados Kelvin. En el proceso, las partículas de hollín se acercan a esta temperatura, entonces

la pérdida de energía por sublimación de la materia de diferentes compuestos gaseosos [13]. Esta pérdida de energía puede ser representada como la sumatoria de las pérdidas de masa de todas las partículas primarias individuales, descrita en la [Ecuación 4.11](#):

$$\dot{Q}_{sub} = \frac{\Delta H_v}{M_v} \frac{dM}{dt} \quad (4.11)$$

Donde el calor de sublimación, H_v y el peso molecular del vapor de hollín M_v son funciones dependientes de la temperatura. La tasa de masa se puede escribir como:

$$\frac{dM}{dt} = -\pi D^2 N_v \frac{M_v}{N_A} \quad (4.12)$$

Donde el flujo molecular de carbono sublimado del régimen de transición, N_v , puede ser expresado en función de una progresión armónica, entre los 2 casos extremos, el régimen molecular libre y el régimen continuo.

Finalmente, [Bladh \(2007\)](#), realiza una serie de consideraciones, como la utilización de la ecuación ideal de gas para dejar la tasa de masa que incluye la función de transferencia de calor por sublimación, en función de la presión y la temperatura

$$\frac{dM}{dt} = -\pi D^2 P_v \beta \sqrt{\frac{M_v}{2\pi RT}} \quad (4.13)$$

Como el proceso depende del área superficial de la partícula, es razonable pensar que el proceso de agregación influirá en el proceso. Sin embargo, diferentes autores no han podido modelar este mecanismo en la sublimación para cualquier tipo de régimen, o bien han logrado explicar la agregación bajo condiciones de baja fluencia. Como aún existe discrepancias con este tema, ([Bladh, 2007](#)), define la tasa de pérdida de calor debido a la sublimación, como una aproximación en el modelo actual por la suma de las tasas de pérdida de calor de partículas primarias individuales, tal como aparece en la [Ecuación 4.14](#).

$$\dot{Q}_{sub} = -N_p \frac{\Delta H_v}{M_v} \frac{dM}{dt} \quad (4.14)$$

4.2.4. Radiación

A pesar de que la tasa de pérdida de energía debido a la radiación no es tan grande como los mecanismos descritos anteriormente, ésta es la encargada de producir la señal que es detectada en la técnica LII. Esta pérdida de calor por radiación puede ser modelada como la sumatoria de la radiación de partículas primarias individuales, representada de la siguiente manera

$$\dot{Q}_{rad} = \pi D^2 N_p \int_0^\infty \varepsilon(D, \lambda) M_\lambda^b(T, \lambda) d\lambda \quad (4.15)$$

Donde la ecuación de radiación de Plank viene dada como:

$$M_\lambda^b(T, \lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_b T} - 1)} \quad (4.16)$$

Y la emisividad en el límite de Rayleigh:

$$\varepsilon(D, \lambda) = \frac{4\pi D E(m)}{\lambda} \quad (4.17)$$

La integración de la [Ecuación 4.15](#) resulta ser complicada al incorporar un intervalo de cero a infinito. Pese a que no tiene una solución exacta puede aproximarse utilizando funciones Gamma y Zeta, logrando que la transferencia de calor debido a la radiación quede escrita como se detalla en la siguiente [Ecuación 4.18](#):

$$\dot{Q}_{rad} \approx \frac{199\pi^3 N_p (k_b T)^5 E(m)}{h(hc)^3} \quad (4.18)$$

4.2.5. Almacenamiento de energía interna

El último de los procesos representa la tasa de transferencia de energía desde y hacia las propias partículas de hollín por los otros procesos en términos de almacenamiento de energía interna.

La energía interna de una partícula esférica de hollín viene dada en términos de su diámetro D , su densidad ρ , el calor específico c_s y por supuesto de la temperatura.

$$Q_{int} = \frac{\pi}{6} D^3 \rho_s c_s T \quad (4.19)$$

La tasa de transferencia de calor para la energía interna se puede escribir como la suma de las contribuciones de partículas primarias individuales N_p (Ecuación 4.20), Siempre que se considere que la agregación no afecta esta tasa de cambio de energía interna, suposición también hecha por Bladh (2007).

$$\dot{Q}_{int} = \frac{\pi}{6} D^3 N_p \rho_s c_s \frac{dT}{dt} \quad (4.20)$$

4.2.6. Balance de masa y energía

Teniendo los procesos físicos identificados se puede realizar un balance de las tasas de transferencia de energía y masa durante el proceso LII.

El balance de energía puede ser escrito de la siguiente manera:

$$\dot{Q}_{abs} - \dot{Q}_{cond} - \dot{Q}_{sub} - \dot{Q}_{rad} - \dot{Q}_{int} = 0 \quad (4.21)$$

Y por su parte, la tasa de masa queda definida por la siguiente ecuación:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\pi}{2} \rho_s D^2 \frac{dD}{dT} + \frac{\pi}{6} D^3 \frac{d\rho_s}{dT} \frac{dT}{dt} \quad (4.22)$$

5 | Desarrollo experimental

El sistema experimental se compone de diversos dispositivos que actuando en conjunto logran obtener mediciones mediante la técnica LII. Para obtener estas mediciones, es necesario capturar imágenes con cierto retardo entre el pulso del láser y la captura de imagen. En la [Figura 5.1](#), se puede ver un esquema de la configuración del sistema experimental y el recorrido que realiza el haz del láser para llegar al quemador.

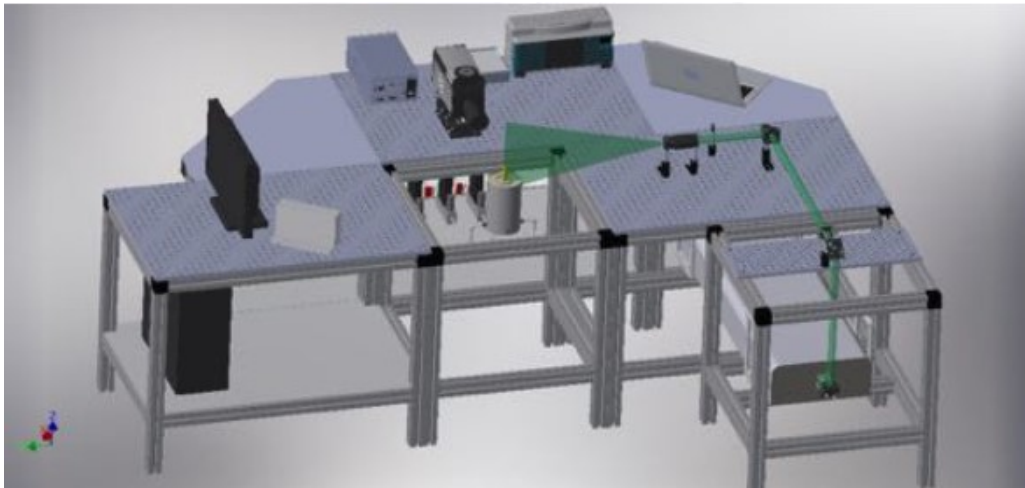


Figura 5.1: Esquema configuración del sistema experimental.
Fuente: Elaboración propia.

5.1. Equipos e instrumentos

5.1.1. Láser

El sistema posee un láser de alta potencia, ideal para aplicaciones científicas y corresponde a un modelo de la serie LPY 700 de la empresa Litron Lasers, estos modelos cuentan

con un doble oscilador de varilla con compensación de birrefringencia que conduce a la homogeneidad del haz del láser y a conversiones eficientes de energía. Las especificaciones más relevantes se encuentran en la [Tabla 5.1](#) y en la [Figura 5.3](#) se tiene una imagen del láser sin la cubierta exterior.

Modelo	LPY707G-10 Nd: YAG Laser System
Diámetro del haz	3/8"
Frecuencia	10 Hz
Separación entre lentes	47 mm
Amplificación telescópica de la cavidad interna	1,5x
Duración del pulso láser	15 ns
Retardo óptimo del Q-Switch	195 μs
Polarización	Horizontal
Retardo entre acceso directo y salida del pulso	376 ns

Tabla 5.1: Especificaciones del láser

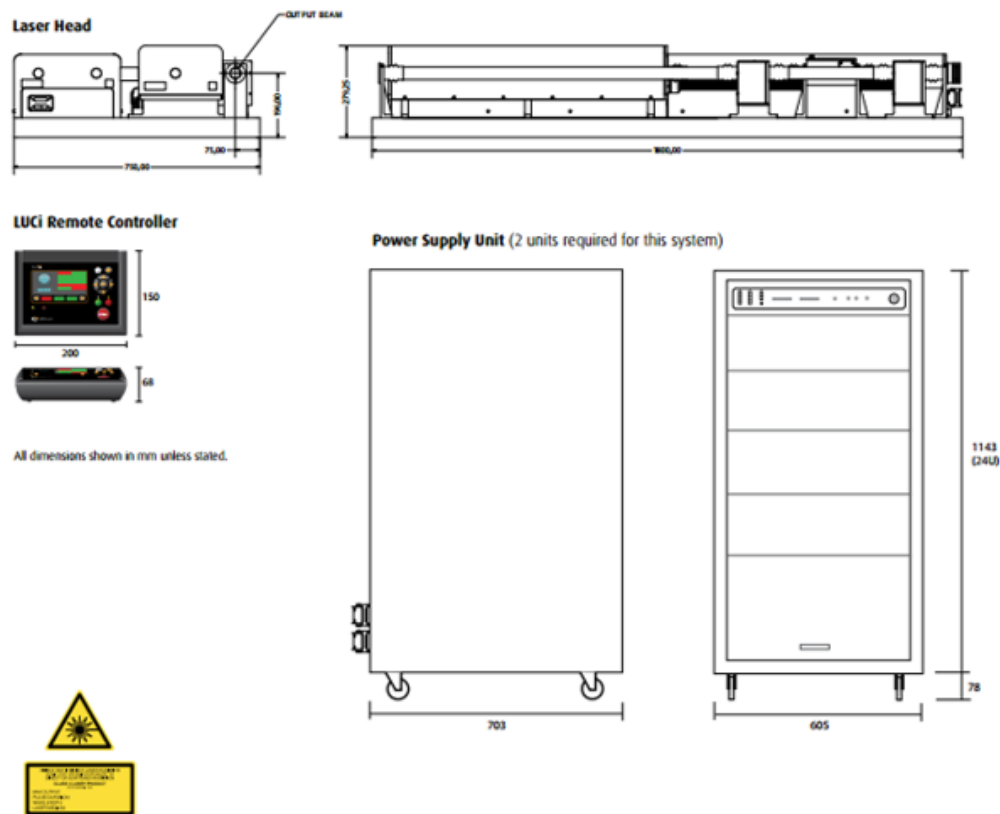


Figura 5.2: Esquema del láser, su fuente de poder y su controlador.
Fuente: Manual de usuario.



Figura 5.3: Vista interna del láser.
Fuente: Página web del fabricante.

5.1.2. Cámara

La cámara que se utiliza en el proceso de experimentación es capaz de tomar capturas en tiempos de la orden de los nanosegundos. Posee un intensificador de imagen que permite capturar imágenes con mayor nitidez. La cámara es de la marca Andor y corresponde específicamente al modelo iStar 334T.



Figura 5.4: Cámara Andor modelo iStar 334t.
Fuente: Página web del fabricante.

5.1.3. Generador de pulsos

El generador de pulsos es el encargado de determinar los tiempos de envío del pulso del láser y de la captura de la imagen por parte de la cámara. Además de ser capaz de configurar estos tiempos, también puede ajustar su amplitud. El generador de pulsos es un

Quantum Sapphire que posee hasta 4 canales configurables con una resolución de 10 ns.

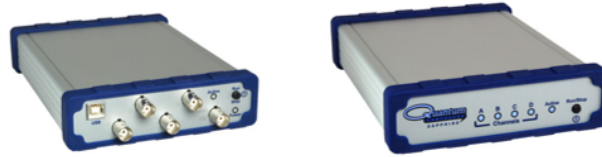


Figura 5.5: Vista delantera y trasera del generador de pulsos.
Fuente: Página web del fabricante.

5.1.4. Osciloscopio

El osciloscopio en el sistema experimental permite verificar las diferentes señales que están presentes en el proceso de experimentación, como las señales del láser, la cámara y el generador de pulsos.

El osciloscopio que se maneja es un osciloscopio digital Tektronix TDS2024C, posee 4 canales independientes y un ancho de banda analógico de 200 MHz, similar al de la [Figura 5.6](#).

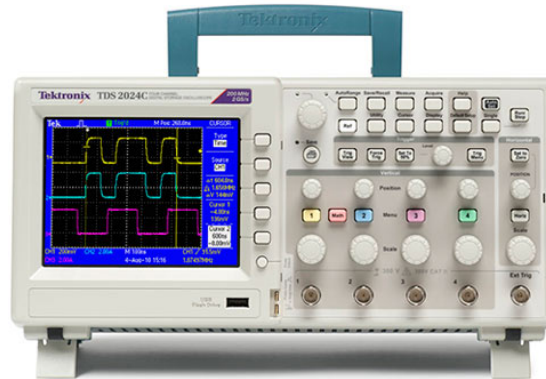


Figura 5.6: Osciloscopio digital.
Fuente: Página web del fabricante.

5.1.5. Quemador

El quemador Gülder es un quemador axisimétrico que permite la generación de llamas de difusión laminares, ya que el combustible y el comburente se combinan justo en la

zona de la reacción. Se compone por dos partes, una por donde pasa el combustible que corresponde a un cilindro de un diámetro de 1 cm puesto justo en el centro del quemador, y la otra parte es un cilindro de 10 cm de diámetro que se encuentra relleno de esferas de vidrio y material poroso, que es donde pasa el flujo de oxidante. El relleno tiene como función homogeneizar el flujo oxidante.

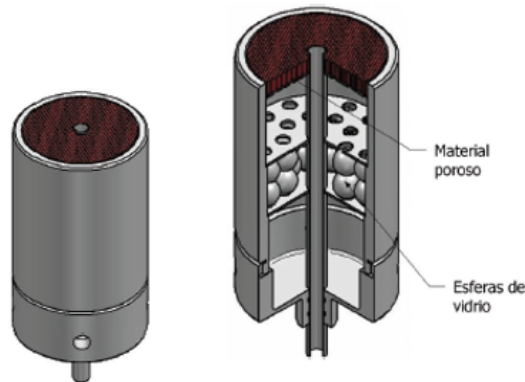


Figura 5.7: Esquema del quemador tipo Gülder.
Fuente: Cuevas (2012).

5.1.6. Medidor de potencia

El medidor de potencia tiene como función controlar la potencia del láser, asegurando que ésta no pierda estabilidad. Básicamente, lo que realiza es medir la potencia de la luz entrante gracias a un fotodiodo el cual reacciona cuando los fotones indican hacia él.

El medidor de potencia que forma parte del aparato experimental es un modelo Thorlabs S142C, que tiene un rango de medición entre $1 \mu\text{W}$ y 5W , con una resolución de 1 nW y un 5 % de error en sus mediciones.



Figura 5.8: Medidor de potencia y su respectivo sensor.

Fuente: Página web del fabricante.

5.1.7. Controlador de flujo digital

Este controlador es el que permite regular los flujos que llegan al quemador, Su uso es fundamental para ir variando los índices de oxígeno. El instrumento utilizado es de la marca Brooks, modelo SLA5850, con un error menor al 1 %.

5.1.8. Generador de plano, fotodiodo, filtro y lentes

Este conjunto de implementos ópticos son los que permiten finalmente unir el trabajo de todos los instrumentos del laboratorio.

Los lentes, son los que guían el haz del laser hasta el quemador. Gracias a ellos el láser puede ser ubicado debajo de la mesa, ocupando menos espacio.

El generador de plano, tal como indica su nombre, es el encargado de recibir el haz de luz y transformarlo en un plano láser, el cual debe pasar justo por el centro de la llama. Está formado por tres lentes que se encuentran fijados a un riel, tal como se muestra en la [Figura 5.9](#), lo que permite variar el plano láser que se forma.

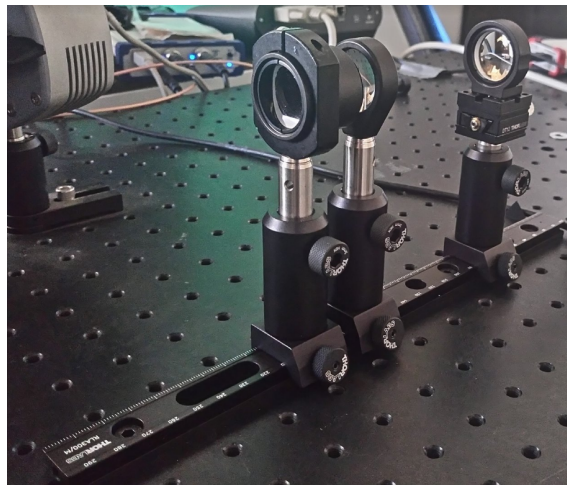


Figura 5.9: Sistema generador de plano.
Fuente: Elaboración propia.

Durante el proceso de obtención de la señal de LII, pueden existir señales que pueden interferir, para ello se utiliza un filtro de 400 nm, que se ubica delante del lente de la cámara. El uso de este dispositivo permite eliminar la mayor cantidad de ruido, como pueden ser los

rayos ultravioleta.



Figura 5.10: Filtro de 400 nm.
Fuente: Página web del fabricante.

También se utiliza un fotodiodo para detectar la distribución temporal del láser. Su función es detectar la incidencia del haz del láser y enviar la señal al osciloscopio, para determinar de manera exacta ese instante y así tener conocimiento de la distribución temporal del láser. El fotodiodo se ubica justo antes del generador de plano.



Figura 5.11: Fotodiodo.
Fuente: Página web del fabricante.

5.2. Condiciones de operación

Tanto para el estudio de la fluencia del láser, como para los efectos del índice de oxígeno en la calibración, se utilizará como combustible etileno. El etileno, también conocido bajo el nombre de eteno es un compuesto orgánico, perteneciente a la familia de los hidrocarburos insaturados, dentro de los cuales, el etileno es el más simple. Se presenta en forma de gas incoloro y ampliamente usado en la industria. Está formado por dos átomos de carbono y cuatro átomos de hidrógeno, y posee las siguientes características:

Tabla 5.2: Constantes fisicoquímicas del etileno.

Etileno	
Peso molecular	28,054 gr/mol
Poder calorífico inferior	1322,96 Mj/kmol
Densidad (15°C, 1 atm)	1,19 Kg/m ³
Temperatura de llama adiabática	2523 K
Rango de inflamabilidad	2,7 - 36 %

Se debe tener especial cuidado, debido a su alta inflamabilidad. Para ello, se utiliza volúmenes de flujo de aire grandes y se realiza el experimento en un lugar con un sistema de ventilación.

Para analizar los efectos del índice de oxígeno, se tomarán los datos utilizando las siguientes configuraciones de llama:

Tabla 5.3: Configuraciones de llama a diferentes OI

Mediciones a diferentes OI				
OI	Aire (slm)	O ₂ (slm)	Comburente (sml)	Combustible (sccm)
25 %	69,3	3,7	73,0	170
29 %	65,61	7,39	73,0	160
33 %	61,91	11,09	73,0	120
37 %	58,22	14,79	73,0	120
41 %	54,52	18,48	73,0	120
45 %	50,82	22,18	73,0	120

El índice de oxígeno se varía desde 25 % hasta 45 %, cada cuatro unidades porcentuales, manteniendo como constante el flujo volumétrico del comburente en 73 litros por minuto



Figura 5.12: Llama de etileno.
Fuente: Elaboración propia.

(slm, del inglés Standart Litre per Minute). El combustible, por su parte, se encuentra en unidades de centímetros cúbicos por minuto (sccm, del inglés Standard Cubic Centimeters per Minute).

Para el análisis de la fluencia del láser y del tiempo de retardo, es necesario escoger un solo tipo de llama y con él variar la potencia del láser. Después esta misma configuración de llama se utilizará para ver el comportamiento temporal de la señal de LII.

Tabla 5.4: Configuración para análisis de la fluencia del láser.

Configuración para análisis de la fluencia del láser				
OI	Aire (slm)	O2 (slm)	Comburente (sml)	Combustible (sccm)
21 %	73,0	0	73,0	180

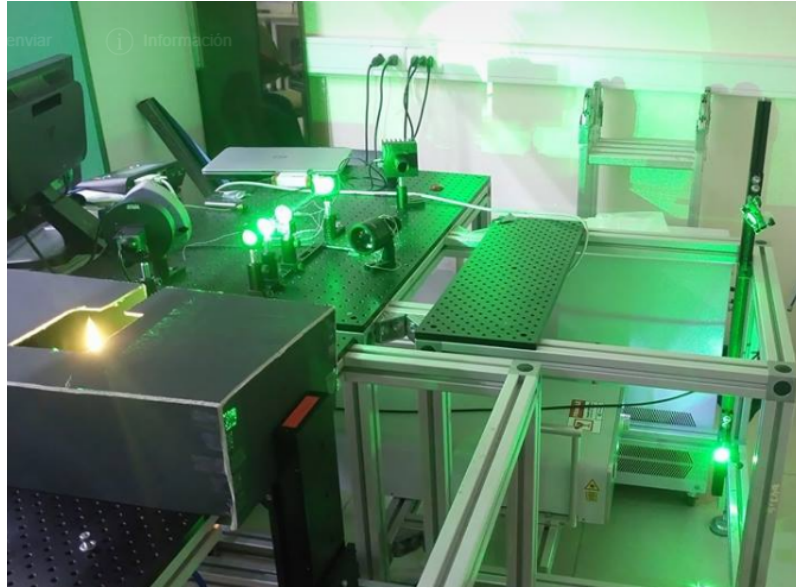


Figura 5.13: Vista del laboratorio durante mediciones.
Fuente: Elaboración propia.

5.3. Análisis de la fluencia del láser

El fabricante, dentro del manual de usuario, adjunta el siguiente gráfico ([Figura 5.14](#)) de la energía de salida del láser a una longitud de onda de 532 nm. El láser permite variar su potencia de salida mediante el ajuste del Q-switch, configurable desde la consola del láser, el Q-switch es el retardo que existe entre la lámpara de activación y la activación de conmutación. El valor óptimo indicado en el manual es a $195\mu s$, correspondiente a 475 mJ.

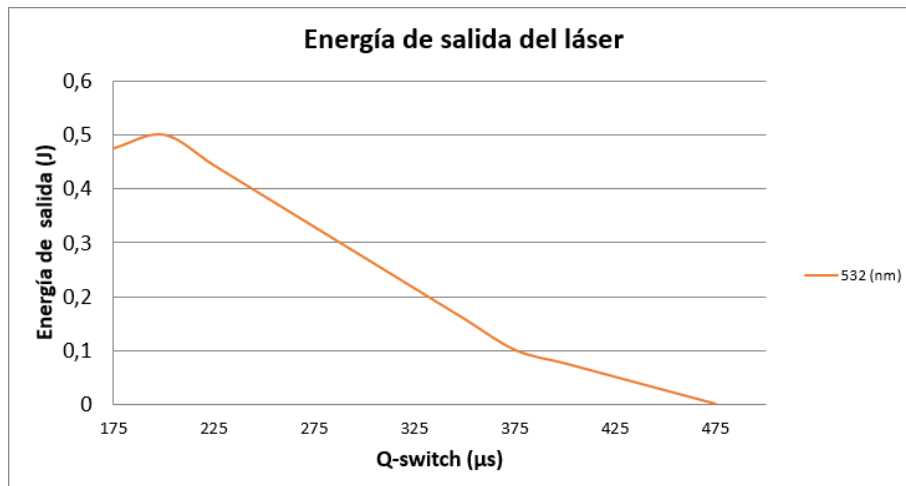


Figura 5.14: Gráfico de la energía de salida del láser.

Fuente: Manual de usuario.

Utilizando el medidor de potencia, anteriormente señalado, se procedió a medir la potencia entregada por el láser cada 0,1 segundos. En ese 0,1 segundos el láser envía un pulso (frecuencia del láser: 10 Hz), teniendo ese dato, se puede calcular la energía de salida. El diámetro del haz del láser es de 3/8 de pulgada, por lo que tiene un área de $0,712557 \text{ cm}^2$. Ya con la energía de salida y el área de la sección del haz del láser se calcularon las diferentes fluencias que puede entregar para una longitud de onda de 532 nm (Tabla 5.5). A simple vista, se comprueba el comportamiento obtenido experimentalmente de la fluencia, con los datos entregados por el fabricante.

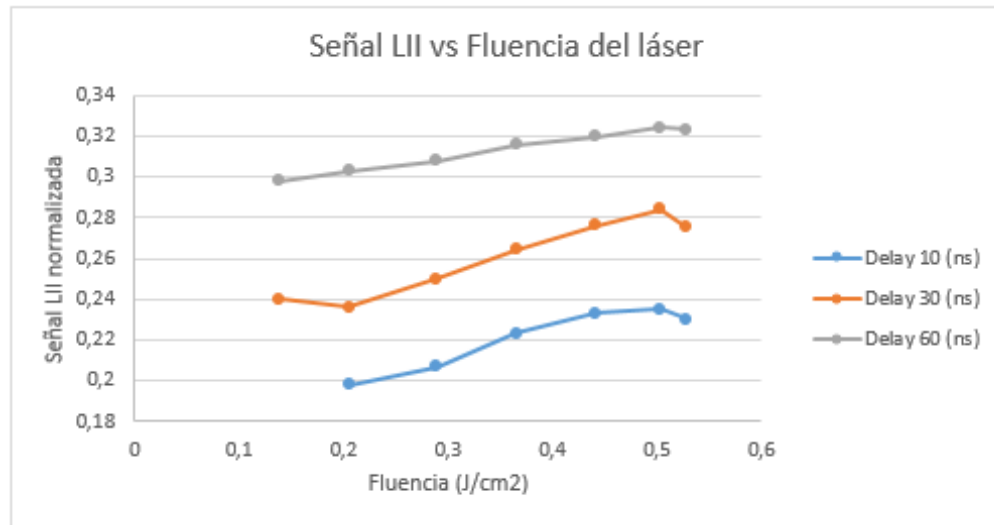
Las mediciones de la señal de LII se realizaron para esos diferentes tiempos del parámetro Q-switch y para 3 tiempos diferentes de delay. Hay que considerar que al ir aumento el Q-switch, se debe ir modificando el delay, ya que el pulso del láser se demora en esa diferencia de tiempo en salir del láser.

En la Figura 5.15 se puede apreciar el comportamiento de la señal de LII normalizada para diferentes fluencias del láser. Pese a que se tomaron 12 valores diferentes para fluencia, al momento de capturar la señal de LII, no fue posible obtener una imagen buena para todos. Esto sucedió principalmente con las fotografías de las llamas a bajas fluencia, donde la señal era muy débil y al tomar la imagen se obtenía señales de ruido principalmente. En la Figura 5.16 se muestra la diferencia entre una imagen obtenida con muy poco ruido y otra con mucho ruido, la llama es la misma, el delay también (60 ns), lo que cambió,

Tabla 5.5: Fluencias del láser a 532 nm.

Q-Switch (μs)	Energía de Salida (J)	Fluencia (cm^2)
195	0,37621	0,527971507
225	0,35884	0,503594523
250	0,31474	0,441704771
275	0,26024	0,365219704
300	0,20609	0,289225825
325	0,1464	0,205457134
350	0,097922	0,137423316
375	0,056383	0,079127661
400	0,029273	0,041081603
425	0,013302	0,01866797
450	0,0040815	0,00572796
475	0	0

es que en la primera se utilizó un tiempo para el Q-switch de 275 μs correspondiente a una fluencia de aproximadamente de 0,5 J/cm^2 , en la imagen de la derecha, en cambio, el Q-switch estaba configurado para 400 μs , con una fluencia cercana a 0,05 J/cm^2 .

**Figura 5.15:** Comportamiento de la señal LII en función de la fluencia del láser.

Fuente: Elaboración propia.

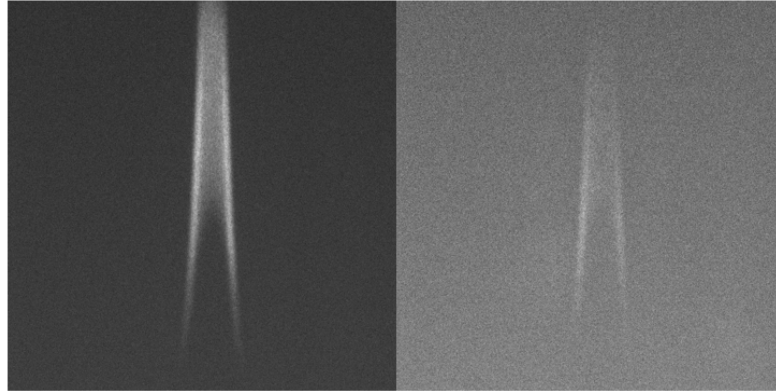


Figura 5.16: Vista del ruido.

Comparación entre imagen sin ruido (izquierda) y una con ruido (derecha). Fuente:
Elaboración propia.

La señal de LII normalizada es creciente hasta la fluencia de $0,5 \text{ cm}^2$, donde alcanza un peak, luego de esto, la señal comienza a decaer. El modelo de [Michelsen \(2003\)](#) considera que a fluencia superiores a $0,1 \text{ J/cm}^2$, las temperaturas de las partículas durante el pulso láser se determinan por el equilibrio entre absorción y sublimación, mientras que a fluencias inferiores las temperaturas de las partículas no alcanzan la temperatura de sublimación y las temperaturas se controlan predominantemente por absorción y conducción.

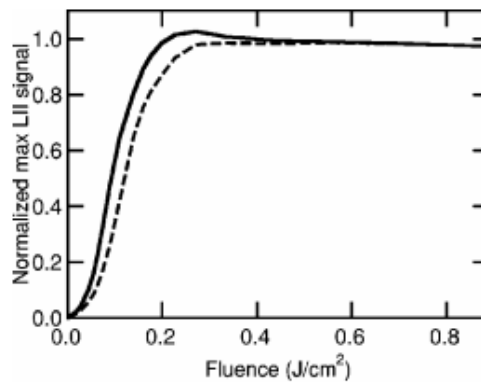


Figura 5.17: Modelo de Señal LII y fluencia.

Fuente: [Michelsen \(2003\)](#).

Ahora, si se considera que para una fluencia igual a cero, la señal debe ser cero y se normaliza de acuerdo al promedio más alto, el gráfico quedaría modificado como

aparece en la [Figura 6.1](#). A partir del valor de $0,2 \text{ J/cm}^2$ se permiten capturar imágenes nítidas, la medición que está antes de este valor está alterada por el ruido que aparece. El comportamiento de la fluencia del láser obtenida experimentalmente se asemeja bastante a lo que obtuvo [Michelsen \(2003\)](#).

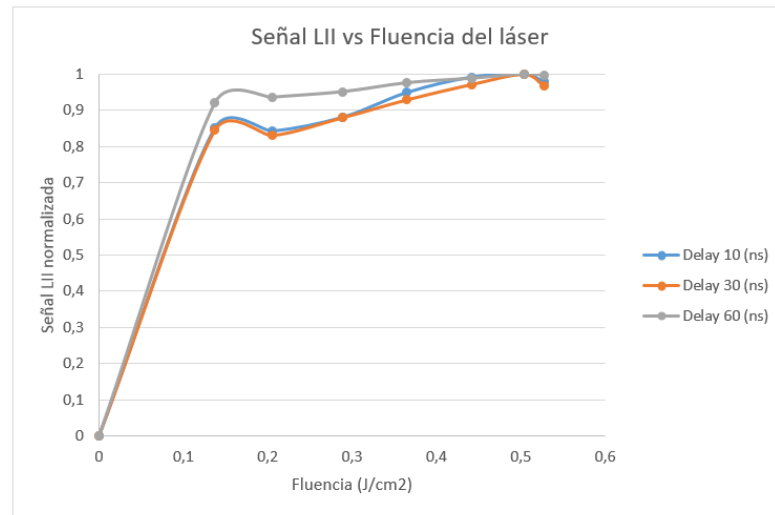


Figura 5.18: Señal LII en función de la fluencia del láser.

Fuente: Elaboración propia.

En este sentido, la literatura muestra que para la fluencia del láser alrededor de $0,2 \text{ J/cm}^2$ a 532 nm ([Michelsen, 2003](#)), las partículas de hollín comienza a vaporizarse. Tal como indica [Fuentes \(2006\)](#), para fluencias por debajo de este umbral, la energía láser absorbida es solamente transmite como energía interna sensible y por lo tanto se traduce directamente en un aumento de la temperatura de la partícula. En este caso, las señales de SLII bajos obtenidos muestran una fuerte dependencia de la fluencia del láser.

5.4. Análisis del tiempo de retardo

La evolución de la señal de LII a través del tiempo de retardo es muy diferente si se consideran diferentes fluencias. Eso lo detalla [Fuentes \(2006\)](#) y [Michelsen \(2003\)](#), donde la señal para fluencias intermedias, el crecimiento de la señal es rápido, mientras que su descomposición es relativamente lenta. Para fluencias bajas, el aumento de la intensidad de la señal es lenta, y finalmente tiende a mezclarse con el ruido de fondo. A muy altas

fluencias, el fenómeno de sublimación, y por tanto la reducción de la masa, hace que el aumento de la intensidad sea más lento y el peak más bajo. Una vez más, la zona intermedia de la influencia aparece como el más adecuado: como se hace en el mismo menos sensible a la aparición de la detección desde la aparición del pico de brillo es clara y estable con respecto al impulso láser. El comportamiento temporal de la señal es por lo tanto utiliza para refinar la estrategia de detección.

En general, la señal de LII se puede abordar utilizando dos estrategias:

- Activación inmediata de la adquisición.
- Disparo retardado.

En el primer enfoque, la señal de captura de LII pasa cerca de la evanescencia del pulso láser con un tiempo de exposición que varía en algunos nanosegundos a pocas decenas (18 a 85 ns). La ventaja de este enfoque es reducir al mínimo la influencia del tamaño de partícula en la señal de LII. Sin embargo, este método tiene un inconveniente importante, como la fluorescencia de los hidrocarburos aromáticos policíclicos y otras especies pulverizadas como el C_2 , que pueden ser excitados y superponerse a la señal de LII.

La segunda estrategia, se utiliza para diferencias la señal de LII de tales interferencias. Aumentando el tiempo de retardo, se puede obtener solamente la señal de LII y eliminar completamente la fluorescencia inducida o de otras fuentes de interferencia de corta duración.

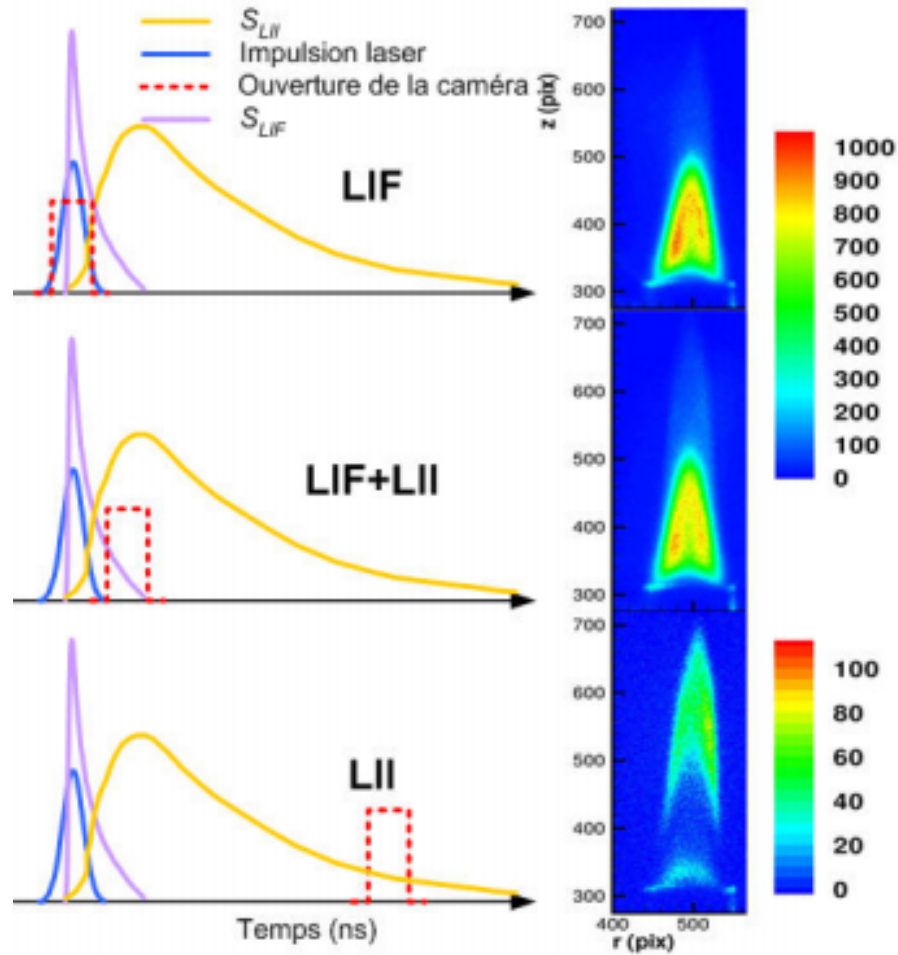


Figura 5.19: Señal capturada según retardo.

Fuente: [Fuentes \(2006\)](#).

En la [Figura 5.19](#) se puede ver la diferencia entre ambos enfoques. La señal emitida por la fluorescencia es inmediata y de corta duración, por lo que si se escoge un tiempo muy menos se estaría capturando solo esa fluorescencia inducida. Al tomar un tiempo intermedio como delay, la señal capturada corresponde a LII y LIF, y finalmente, un tiempo amplio, permitirá discriminar la señal de LII de las otras señales.

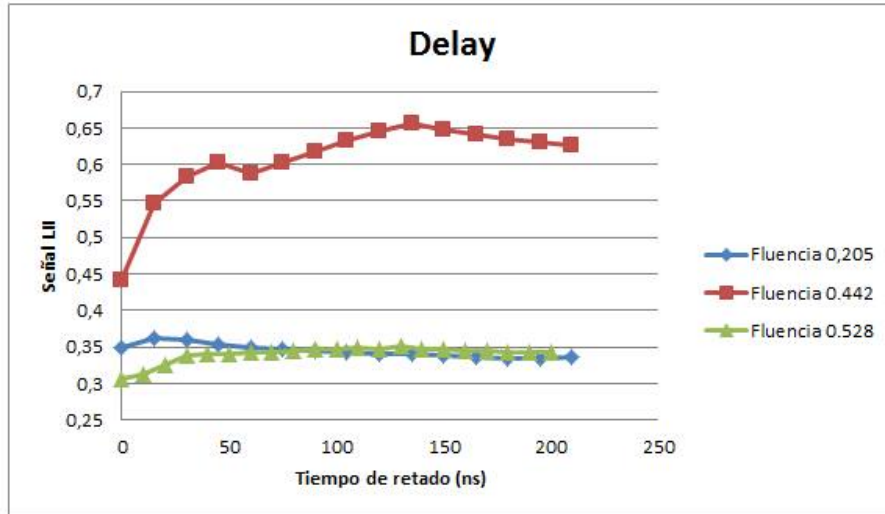


Figura 5.20: Gráfico de la señal de LII en función del tiempo de retardo para diferentes fluencias.

Fuente: Elaboración propia.

En la [Figura 5.20](#) aparece la evolución temporal de la señal de LII para 3 fluencias diferentes, la primera fluencia, corresponde a la fluencia en que la señal se estabiliza (fluencia = $0,207 \text{ J/cm}^2$), después la fluencia en que la señal de LII alcanza un máximo (fluencia = $0,442 \text{ J/cm}^2$), y finalmente la máxima fluencia del láser. En los 3 casos el comportamiento es diferente, para la primera el peak es inmediato y asimismo su descomposición, para la que tiene mayor señal de LII, el decaimiento es demasiado tardío. Y a una fluencia máxima existe un peak y un decaimiento pero no es tan marcado como a la menor fluencia.

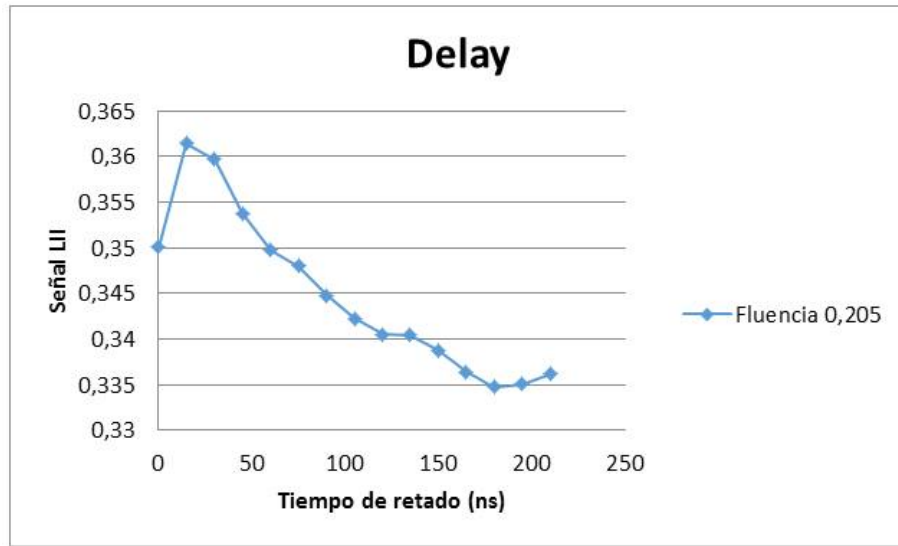


Figura 5.21: Gráfico de la señal de LII en función del tiempo de retardo.

Fuente: Elaboración propia.

Particularmente, para el caso de la fluencia de 0,205 el tiempo de retardo posee un peak inmediato, pero una descomposición más lenta. Para tomar la primera imagen, con el primer enfoque se debe tomar tiempos entre los 15 a 30 ns. En caso que se quiera discriminar completamente la señal de fluorescencia inducida, el tiempo de retardo debe ser mayor a los 60 ns, teniendo el cuidado de no tomar un tiempo muy amplio, ya que la señal se funde con la señal de ruido.

5.5. Mediciones con diferentes OI

Una vez analizado la fluencia y el delay, se pueden tomar decisiones sobre lo que se desea obtener. Una fluencia de alrededor de $0,2 J/cm^2$ es suficiente para obtener una imagen en que se distinga la incandescencia del fondo. Para el tiempo de retardo se escogió una ventana de 75 ns, lo que permite separar la señal de LII de las otras señales de fluorescencia u otras fuentes de interferencia.

Las imágenes se obtuvieron con un gain de 2000 y un ancho de puerta de 30 ns.

5.5.1. Calibración

Para la calibración se utiliza el método de multiples puntos de extinción de luz, propuesto por Pastor et al. (2006), en donde se señala que la interpretación cuantitativa de la señal LII requiere la implementación de una calibración que permita establecer una relación entre la fracción en volumen de hollín y la señal LII tomando en cuenta los factores que afectan a la medición, los cuales se pueden apreciar en la siguiente expresión:

$$C_v(x, y) = C_{calib} \cdot S'_{LII}(x, y) \quad (5.1)$$

Donde $S'_{LII}(x, y)$ corresponde a la señal corregida de LII y $C_v(x, y)$ es la fracción en volumen de hollín obtenida con alguna técnica de extinción de luz, que para este caso se utilizara la técnica Light of signal attenuation (LOSA). El método de calibración propuesto corrige la señal LII mediante múltiples puntos de extinción de luz, de esta manera de calcula el coeficiente C_{calib} , lo que permitirá tener un modelo que permita obtener las fracciones de hollín con la señal de LII corregida.

Para calcular el factor de calibración C_{calib} se debe encontrar los máximos de la señal corregida obtenida por LII y los máximos obtenidos por LOSA a las distintas alturas radiales.

Para la adecuada calibración mediante este método es necesario considerar factores que afectan la medición de la señal S_{LII} como lo son:

- **Corrección capa láser:** busca homogeneidad en la distribución del haz de luz del láser.
- **Efectos de atenuación con el láser:** el cual se produce debido a la disminución de intensidad al ir avanzando a través de la llama.
- **Efecto de auto atenuación:** el cual ocurre en dirección a la cámara por las partículas de hollín que se encuentran desde la zona en interés hasta el sistema de colección de imágenes, también es conocido por "trapping".

Considerando estos factores, la señal corregida queda expresada de la siguiente manera:

$$S'_{LI}(x, y) = S_{LI}(x, y) \cdot M_{compensación} \cdot C_{absorción} \cdot C_{auto-atenuación} \quad (5.2)$$

5.5.1.1. Corrección de la capa láser

Tal como se definió anteriormente, el perfil del láser no es completamente homogéneo, su intensidad varía a diferentes alturas, por lo que se hace necesario modelar el perfil pseudo gausseano. La corrección dentro del método de (Pastor et al., 2006) se encuentra dentro de la matriz de compensación $M_{compensación}$.

Para su cálculo se tomaron 200 imágenes del láser sobre humo de etilenglicol. Con ello se puede ver como se distribuye la intensidad espacialmente. Finalmente, se logró llegar a un perfil pseudo gausseano

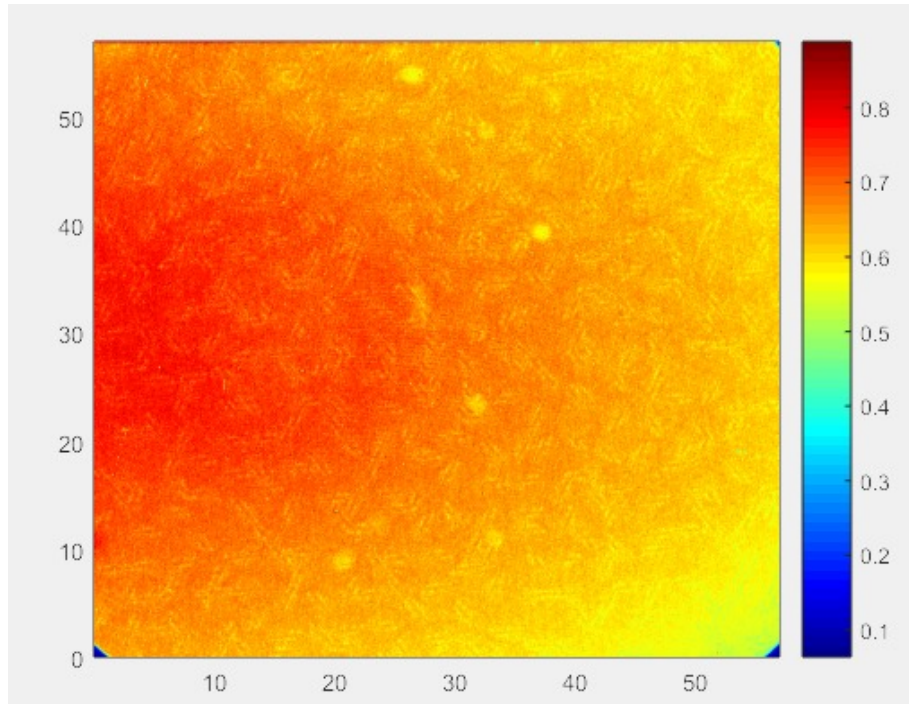


Figura 5.22: Perfil de intensidad del láser.

Fuente: Elaboración propia.

5.5.1.2. Corrección de la absorción del haz de láser

Para corregir el fenómeno de la atenuación, se usa el enfoque de la ley de Beer-Lambert. El modelo utilizado para este tipo de caso, donde la luz al pasar por un medio, pierde intensidad. Este parámetro depende de la fracción en volumen de hollín C_v , la longitud de onda λ , y el valor del índice de refracción m_{soot} .

La señal se corrige pixel al pixel a través de la línea de observación a una altura dada, considerando el efecto atenuador hasta ese pixel. Por lo tanto es posible calcular la intensidad que recibe cada pixel de la siguiente forma:

$$C_{auto-absorción}(x, y) = \exp\left[\frac{6 \cdot \pi \cdot E_{m_{soot}} \cdot d}{\lambda_a} \cdot \sum_{j=1}^{j=x} C_v(j, y)\right] \quad (5.3)$$

5.5.1.3. Corrección de auto-atenuación

La auto-atenuación es un fenómeno que ocurre cuando la señal excitada por la incandescencia del láser es atenuada por las partículas que se encuentran entre ellas mismas y la cámara. Se utiliza nuevamente el modelo de Beer-Lambert.

Para llevar a cabo esta corrección se debe suponer que la llama está compuesta por anillos concéntricos que contienen la misma cantidad de hollín. Además se especifica que la señal sigue una línea recta hacia la cámara o sistema de colección.

La señal que es generada en la línea central de la llama, la cual atraviesa anillos de radio r que se deben corregir de acuerdo a la ecuación Beer-Lambert, donde cada anillo hace un recorrido de largo $L(x, r)$, que en este caso era del largo de un pixel. Para la señal LII se debe calcular el coeficiente de auto-atenuación o "trapping" de la siguiente forma:

$$C_{auto-atenuación}(x, y) = \exp\left[\frac{6 \cdot \pi \cdot E_{m_{soot}}}{\lambda_t} \cdot \sum_{r=x-1}^{r=1} [L(x, r) \cdot C_v(r, y)]\right] \quad (5.4)$$

Los parámetros utilizados en esta corrección se ven ilustrados en el siguiente esquema.

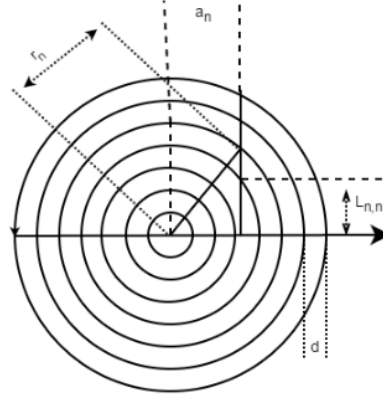


Figura 5.23: Geometría utilizada en calibración de auto-atenuación.

Donde $L(x, r)$ se obtiene mediante la siguiente geometría:

$$L_{n,m} = (r_m^2 - a_n^2)^{1/2} - L'$$

$L' = 0$ en casos donde $m=n$; de lo contrario

$$L' = (r_{m+1}^2 - a_n^2)^{1/2}$$

5.6. Análisis del error

El error fue analizado según el estudio en [Fuentes \(2006\)](#), donde la incertidumbre en la fracción de hollín integrada en la trayectoria óptica se evaluó mediante la propagación de las incertidumbres relativas en la siguiente ecuación.

$$\frac{\delta f_v}{f_v} = \frac{\delta k_{e,\lambda}}{k_{e,\lambda}} + \frac{\delta E(m)}{E(m)} + \frac{\delta \lambda}{\lambda} \quad (5.5)$$

De acuerdo con la ley de Bouger, la incertidumbre del coeficiente de absorción viene dada por:

$$\frac{\delta k_{e,\lambda}}{k_{e,\lambda}} = \frac{1}{\ln\left(\frac{i_\lambda(0)}{i_\lambda(s)}\right)} \left(\frac{\delta i_\lambda(0)}{i_\lambda(0)} + \frac{\delta i_\lambda(s)}{i_\lambda(s)} \right) \quad (5.6)$$

Los valores en los gamas de intensidad de referencia para ausencia de llama $i_\lambda(0)$ y para presencia de llama $i_\lambda(s)$ se calculan con un promedio de 200 imágenes. Las incertidumbres relativas a λ se calcularon para una relación $\left(\frac{i_\lambda(0)}{i_\lambda(s)}\right)$ que resulta en una variación de $\left(\frac{\delta k_{e,\lambda}}{k_{e,\lambda}}\right)$.

La incertidumbre de E_m depende de qué tan exactos son los datos:

$$\delta E_m = \left| \frac{\partial E_m}{\partial n} \right| \gamma n + \left| \frac{\partial E_m}{\partial k} \right| \gamma k \quad (5.7)$$

Para el diodo láser que utilizamos se comprobó que era estable en una sección anterior, por lo que se considera insignificante cualquier cambio en su valor. Para los LEDs, la estabilidad de la longitud de onda central depende de la temperatura.

El tipo de fuente utilizado también induce a un error sistemático debido a que es no-monocromático en la naturaleza de luz emitida, existiendo el problema para el espectro de LED. Para limitar el error se instala un filtro frente a la cámara que tiene un ancho de banda de 10nm, es importante evaluar la contribución debido a la utilización de una fuente no-monocromática.

La intensidad de la cámara viene dada por:

$$I_{CCD} = \int_0^{+\infty} (i_0(\lambda) \exp(-K_m L) \tau(\lambda) R(\lambda)) d\lambda \quad (5.8)$$

donde K_m es el coeficiente de extinción promedio a través de la distancia de luz recorrida, $\tau(\lambda)$ la transmisividad del filtro y $R(\lambda)$ es la eficiencia de la cámara.

La incertidumbre acerca de la relación de intensidad viene dada por:

$$\frac{\delta(I_{CCD}^{on}/I_{CCD}^{off})}{I_{CCD}^{on}/I_{CCD}^{off}} = \left[\frac{I_{CCD}^{on}}{I_{CCD}^{off}} \right]^{-\delta\lambda/\lambda_0} - \left[\frac{I_{CCD}^{on}}{I_{CCD}^{off}} \right]^{\delta\lambda/\lambda_0} \quad (5.9)$$

La componente sistemática de la incertidumbre de una λ se obtiene nuevamente utilizando la ley de Bourger.

En términos de valor, los factores que más influyen son los de coeficiente de absorción y la función de absorción, y los otros como la incertidumbre asociada a la cámara o el láser son importantes teóricamente, pero no cuantitativamente. Finalmente los valores de cada componente de incertidumbre se señalan a continuación y son los presentados en [Fuentes \(2006\)](#).

Tabla 5.6: Componentes individuales que contribuyen a la incertidumbre individual y expandida de f_v . **fuente:** Laser-induced incandescence calibration in a three-dimensional laminar diffusion flame, Fuentes (2007)

Componente incertidumbre	Incertidumbre	Incertidumbre expandida
n_λ	5	
k_λ	17	
E_m	-	24 %
i_0	2	
i	5	
i_0/i	7	
$k_{3,\lambda}$ estadístico	-	10-20 %
$k_{3,\lambda}$ sistemático	<2	
T_J	20	
λ_{LED}	0,04	
λ_{Lser}	-	
$(\delta F_v)/F_v$		34-44 %

6 | Conclusiones

6.1. Resultados

La técnica de Incandescencia Inducida por Láser es una herramienta de diagnóstico óptico no intrusiva y con una gran resolución espacial y temporal: Sin embargo, existen diversos parámetros que se deben configurar para desarrollar la técnica y con los cuales se debe tener especial cuidado, porque una mala elección de ellos puede significar que la técnica deje de ser no intrusiva o bien la señal de LII capturada contenga otro tipo de emisiones estimuladas como la fluorescencia o la interferencia.

Continuando con la anterior, la fluencia y el tiempo de retardo son parámetros importantes a la hora de capturar la señal de LII. Analizar la fluencia antes de tomar mediciones permite saber el momento en que la señal decae debido a la vaporización de las partículas. La potencia llega a ser tan alta que las partículas se entre la absorción y la sublimación.

En el siguiente gráfico se ve el comportamiento de la fluencia para 3 tiempos de retardo diferentes:

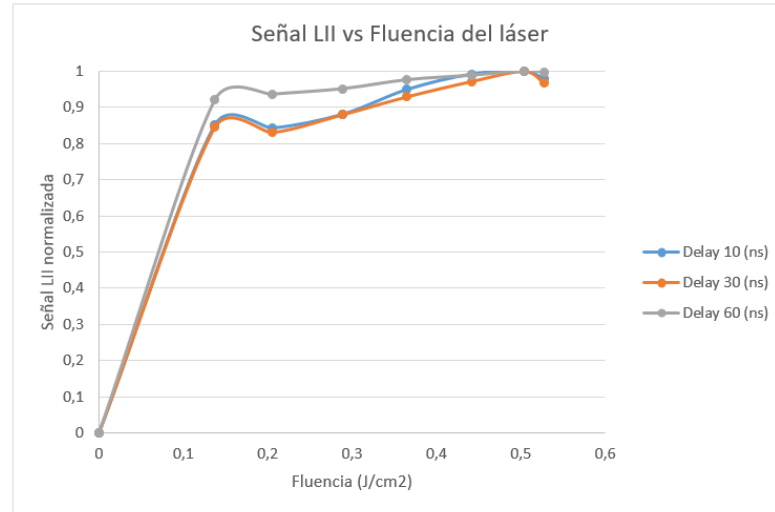


Figura 6.1: Señal LII en función de la fluencia del láser.

Fuente: Elaboración propia.

Se consideró como suficiente la potencia de $0,2 \text{ J/cm}^2$, ya que permite obtener una señal LII clara y estable. Teniendo esa fluencia establecida se prosiguió a analizar el delay. La señal de LII tiene un peak casi inmediato y una descomposición un poco más lenta. Para evitar que dentro de la captura de la señal aparezca la fluorescencia, se determinó un tiempo de retardo de 75 ns, que elimine las emisiones de corta duración.

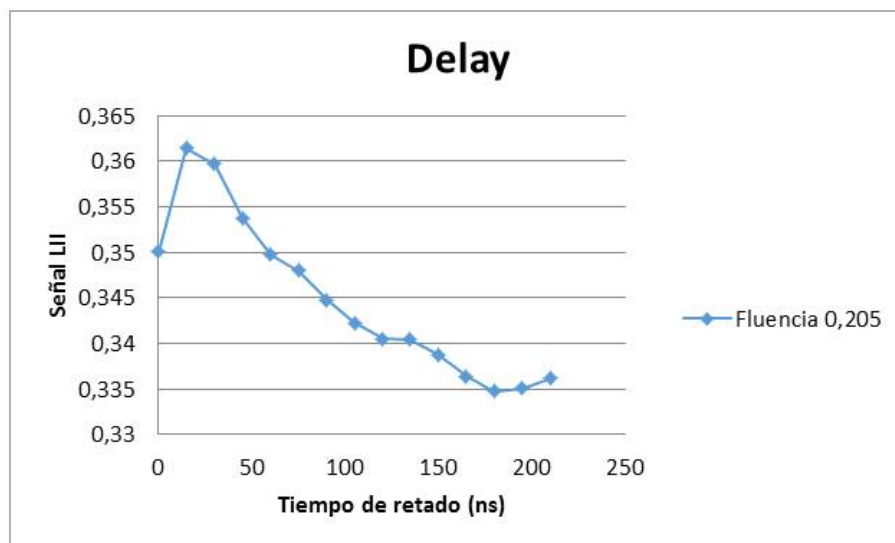


Figura 6.2: Gráfico de la señal de LII en función del tiempo de retardo.

Fuente: Elaboración propia.

Teniendo lo anterior ya visto, se puede tomar la señal de LII, con la seguridad de que en la imagen se está evitando que la señal decaiga por la culpa de la vaporización de partículas y que además se elimine la señal de fluorescencia que aparece con más anticipación. Finalmente, en la siguiente imagen se ve la diferencia en la concentración de hollín entre llamas de diferentes índices de oxígeno.

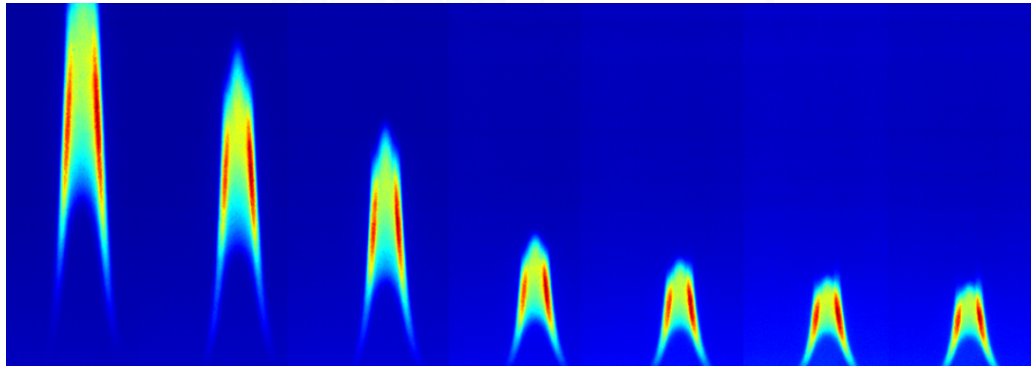


Figura 6.3: Llamas a diferentes OI.

Fuente: Elaboración propia.

Cabe destacar, que esas imágenes fueron corregidas de acuerdo al perfil de intensidad y que el error asociado a las mediciones son de alrededor del 34 - 44 %.

Bibliografía

- Atinao, Andrés (2014). Estudio numérico del comportamiento de llamas de difusión laminar inversa al variar sus concentraciones de oxígeno. [3.3](#)
- Bladh, Henrik (2007). On the use of laser-induced incandescence for soot diagnostics. [4.1](#), [4.2.1](#), [4.2.3](#), [4.2.3](#), [4.2.5](#)
- Bobadilla, Edgar; Gómez, Elías; y Ramírez, Beatriz (2016). Factores que determinan la emisión de contaminantes gaseosos y particulados por la combustión de combustibles fósiles. *Revista Facultad de Ingeniería*, (15), 51–61. [1](#)
- Bolívar, José Enrique Juliá (2006). *Análisis de chorros diesel mediante fluorescencia inducida por láser*. Reverté. [3.4](#)
- Cassedy, Edward S y Grossman, Peter Z (1998). *Introduction to energy: resources, technology, and society*. Cambridge University Press. [1](#)
- Cuevas, Juan Ignacio (2012). Determinación experimental de la temperatura y la fracción en volumen de hollín en una llama de difusión laminar, por medio de absorción/emisión modulada. [3.1](#), [3.4](#), [5.7](#)
- Frenklach, Michael y Feigelson, Eric D (1989). Formation of polycyclic aromatic hydrocarbons in circumstellar envelopes. *The Astrophysical Journal*, 341, 372–384. [3.3](#)
- Fuentes, Andrés (2006). *Interaction entre la zone réactionnelle et le champ de concentration des suies: cas de la flamme de diffusion laminaire ausein d'une couche limite*. PhD thesis, Poitiers. [5.3](#), [5.4](#), [5.19](#), [5.6](#), [5.6](#)
- Fuentes, Andrés (2010). Soot production in a laminar diffusion flame: Application for non-conventional fuels. [3.1](#)
- Griffiths, John F y Barnard, John Allan (1995). *Flame and combustion*. CRC Press. [1](#)
- Lautenberger, Christopher W; de Ris, John L; Dembsey, Nicholas A; Barnett, Jonathan R; y Baum, Howard R (2005). A simplified model for soot formation and oxidation in cfd simulation of non-premixed hydrocarbon flames. *Fire Safety Journal*, 40(2), 141–176. [1](#)
- McLintock, Iain S (1968). The effect of various diluents on soot production in laminar ethylene diffusion flames. *Combustion and Flame*, 12(3), 217–225. [3.2](#)

- Melton, Lynn A (1984). Soot diagnostics based on laser heating. *Applied optics*, 23(13), 2201–2208. [4.1](#)
- Michael, James B; Venkateswaran, Prabhakar; Shaddix, Christopher R; y Meyer, Terrence R (2015). Effects of repetitive pulsing on multi-khz planar laser-induced incandescence imaging in laminar and turbulent flames. *Applied optics*, 54(11), 3331–3344. [4.1.2](#)
- Michelsen, Hope A (2003). Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles. *The Journal of chemical physics*, 118(15), 7012–7045. [5.3](#), [5.17](#), [5.3](#), [5.3](#), [5.4](#)
- Palmer, HB y Cullis, HF (1965). The chemistry and physics of carbon, vol. 1 marcel dekker. *New York*, (pp. 205). [3.3](#), [3.3](#)
- Pastor, JV; Garcia, JM; Pastor, JM; y Buitrago, JE (2006). Analysis of calibration techniques for laser-induced incandescence measurements in flames. *Measurement Science and Technology*, 17(12), 3279. [5.5.1](#), [5.5.1.1](#)
- Santoro, Robert J; Shaddix, Christofer R; Kohse-Höinghaus, K; y Jeffries, JB (2002). Applied combustion diagnostics. *Taylor and Francis, London*. [4.2.1](#)
- Sarofim, AF; Lightly, J; y Eddings, E (2002). Fine particles: health effects, characterization, mechanisms of formation, and modeling. *Fuel Chem*, 47, 618–621. [1](#)
- Wainner, RT y Seitzman, JM (1999). Soot diagnostics using laser-induced incandescence in flames and exhaust flows. *AIAA Journal*, 12(738), 713. [4.1](#)