



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Sobre las propiedades de coherencia  
temporal de un Láser Aleatorio

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Ángel Eduardo Escárcega Mendicuti

TUTOR

Dr. Crescencio García Segundo

Ciudad Universitaria, Cd. Mx.

2017





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

---

# Agradecimientos

Agradezco a mis padres por apoyarme incondicionalmente durante toda mi vida, por procurar siempre darme lo mejor, por no permitir que nada me faltara, por el amor que he recibido siempre sin esperar nada a cambio. Muchas gracias por darme la libertad de tomar mis propias decisiones y por aconsejarme en todo momento. Les agradezco por todo lo que me han dado y también por lo que no me han dado, gracias por enseñarme que si quiero algo tengo que trabajar muy duro para conseguirlo. El esfuerzo que han hecho ustedes ha sido mucho más grande que el que he hecho yo, sin ustedes no estaría en el lugar en el que estoy ni sería la persona que soy.

A mis hermanos, David y Gloria, han sido y seguirán siendo mucho más que mis cómplices y mis mejores amigos desde el momento en el que nos conocimos. Sé que no ha sido fácil.

También quiero agradecer sinceramente al Dr. Crescencio García Segundo por brindarme la confianza para trabajar con él en un tema que es poco conocido pero sin duda muy interesante. Ha sido un camino largo, he aprendido mucho con usted y le agradezco especialmente por ayudarme a aprender de mi mismo, por motivarme a seguir adelante, por recordarme que no debo darme por vencido y por enseñarme a valorar más lo que hago, a no dudar de mis capacidades. Muchas gracias por la confianza, las charlas, los consejos, por uno que otro regaño también.

A mis sinodales, Dr. Juan Carlos Cheang Wong, Dr. Augusto García Valenzuela, Dra. Karen Patricia Volke Sepúlveda y Dr. Jorge Alejandro Reyes Esqueda por los comentarios, observaciones y consejos que hicieron para mejorar este trabajo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, a la Facultad de Ciencias y a los profesores que me formaron a lo largo de toda la carrera.

Al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico (CCADET) por brindarme el espacio y el equipo necesario para poder desarrollar este trabajo así como por el apoyo económico brindado.

A mis amigos, Alfonso, Oscar, Dalí, Ana, Ale, Giovanna, Ricardo, Daniela, Juan, Edgar, Marcela, por aguantar vara y rifarse como los grandes. Muchas gracias por todos los buenos momentos que hemos compartido, por su paciencia y constante apoyo.

---

# Resumen

En el presente trabajo se propone un método experimental para analizar las propiedades de coherencia temporal de un láser aleatorio. Se trabajó con un medio aleatorio previamente caracterizado en un estudio realizado dentro de la Universidad Nacional Autónoma de México, dicho medio representa un volumen óptimo de medio desordenado que, bajo condiciones específicas de excitación, da lugar al fenómeno láser aleatorio. La radiación emitida tiene propiedades de estabilidad espectral y angular, en geometría cilíndrica. El presente análisis se enfoca en la caracterización de la radiación emitida por el medio aleatorio, mas no en su estructura.

El medio aleatorio mencionado anteriormente consiste en un coloide hecho de nanopartículas de dióxido de silicio ( $SiO_2$ ) suspendidas en un medio ópticamente activo (Rodamina 6G en solución acuosa). Dadas las propiedades de estabilidad y simetría de la emisión, se tomó parte de la radiación emitida a un ángulo arbitrario y ésta fue enviada a un interferómetro de Michelson. Los patrones de interferencia observados fueron analizados mediante técnicas de análisis de imágenes.

Al tener un medio con una estructura aleatoria, el único parámetro capaz de modificar las propiedades de la radiación es la energía de bombeo. Así, los resultados muestran que la radiación emergente de este medio posee propiedades de coherencia temporal similares a las de un láser convencional. Se lograron identificar los rangos de energías de bombeo correspondientes al fenómeno de emisiones espontáneas amplificadas (ASE, por sus siglas en inglés) y láser aleatorio. En otras palabras, el método propuesto muestra con gran precisión el umbral láser característico a partir del cual se logra la saturación que permite que las ganancias (emisiones estimuladas: láser) superen a las pérdidas (emisiones espontáneas)

Si bien, la caracterización del campo de radiación emitido por un láser aleatorio no está limitada a las propiedades de coherencia temporal, el presente estudio se centra en ese parámetro dada su relevancia en aplicaciones prácticas.

Uno de los ejes del interés en este tipo de fuentes es el poder llevarlo a la práctica e implementarlas como herramientas de apoyo a la investigación científica y tecnológica con énfasis en el área biomédica, específicamente, en el área de formación de imágenes.

---

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>Resumen</b>	<b>IV</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Antecedentes . . . . .	2
1.2. Descripción y justificación del problema . . . . .	4
1.3. Hipótesis . . . . .	5
1.4. Objetivos . . . . .	6
1.5. Estructura de la Tesis . . . . .	6
<b>2. Marco Teórico</b>	<b>8</b>
2.1. Láseres . . . . .	8
2.1.1. Interacción radiación-materia: absorción y emisión de la radiación . . . . .	8
2.1.2. Cavidades Resonantes . . . . .	11
2.2. Coherencia . . . . .	14
2.2.1. Coherencia Temporal . . . . .	15
2.2.2. Interferómetro de Michelson . . . . .	16
2.3. Sistemas cuánticos con más de dos niveles. Láseres de pigmento. . . . .	19
2.4. Láseres Aleatorios . . . . .	20
2.4.1. Esparcimiento de la radiación . . . . .	20
2.4.2. Modelos teóricos que describen el fenómeno LA . . . . .	26
<b>3. Desarrollo experimental</b>	<b>30</b>
	VI

---

<b>4. Resultados y análisis</b>	<b>36</b>
4.1. Espectro de emisión y ancho espectral . . . . .	36
4.2. Interferencia . . . . .	39
4.3. Visibilidad de franjas . . . . .	41
4.4. Factor de Calidad . . . . .	41
4.5. Longitud de coherencia . . . . .	43
4.6. Síntesis de resultados . . . . .	45
<b>5. Conclusiones y trabajo futuro</b>	<b>47</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>49</b>
<b>A. Fotografía digital</b>	<b>52</b>



---

# Capítulo 1

## Introducción

Los láseres aleatorios son dispositivos, materiales o sistemas ópticos que poseen una estructura desordenada tal que al incidir un campo de radiación (en el rango de frecuencias ópticas) sobre éstos se satisfacen los siguientes criterios [1]

- i) La luz incidente se somete a un proceso de esparcimiento múltiple debido a la aleatoriedad del sistema y es amplificada por emisiones estimuladas.
- ii) Existe un umbral, debido al esparcimiento múltiple, sobre el cual la ganancia total (emisiones estimuladas) es mayor que las pérdidas totales (decaimientos espontáneos tanto radiativos como no radiativos). Dicho umbral se refiere o es conocido como *umbral de laseo*.

Es importante destacar que esta definición incluye a todos los sistemas que presentan esparcimiento múltiple con ganancia en un amplio rango de caminos libres medios  $l$ .

A diferencia de un láser convencional, los láseres aleatorios no requieren de una cavidad resonante para su funcionamiento. Es precisamente esta diferencia la que hizo de estos dispositivos objetos de gran interés, pues los materiales o sistemas desordenados pueden encontrarse incluso en la naturaleza y potencialmente se les podría hacer lasear sin necesidad de mediar una cavidad resonante. De esta manera, la pregunta inmediata es ¿qué tan “láser” puede llegar a ser la radiación emitida por un láser aleatorio? Si consideramos las propiedades características de un láser convencional,

direccionalidad, pureza espectral (monocromaticidad) y coherencia, existen diferencias notables al comparar con un “láser” aleatorio (LA) pues su nombre proviene no sólo de la inhomogeneidad del medio sino de que en consecuencia la luz emitida, si bien monocromática, espacialmente su propagación es inhomogénea. Respecto a la monocromaticidad, ésta puede escalarse desde parcialmente monocromática  $\approx 3nm$  hasta  $\approx 1pm$ , dependiendo de la potencia de esparcimiento, la cual está dada por el tamaño y fracción de volumen de las nanopartículas. Así, en un sistema LA, la coherencia tiene connotaciones particulares y hace provocativo indagar hasta qué punto se puede considerar a un campo de radiación monocromático y emitido por un medio aleatorio como emisión tipo láser.

## 1.1. Antecedentes

La invención y comprensión del fenómeno láser trajo consigo planteamientos sobre el mecanismo, propiedades, alcances y aplicaciones que dicho fenómeno podría llegar a tener en distintas áreas tanto científicas como tecnológicas.

En cuanto al mecanismo, surgió la pregunta: ¿es posible generar una emisión láser sin necesidad de cavidades resonantes? Este cuestionamiento no es menor, de hecho produjo tal interés que dio lugar a estudios tanto teóricos como experimentales. Dado que la cavidad tiene un papel fundamental sobre las propiedades características de los láseres, se buscó determinar si ésta era indispensable para producir emisiones láser, o equivalentes, o si existía la posibilidad de generarlas mediante otros mecanismos.

V. S. Letokhov consideró todos los aspectos mencionados anteriormente para desarrollar, a finales de la década de 1960, los estudios teóricos que son considerados como los orígenes del fenómeno LA [2].

Letokhov demostró que es posible generar emisiones con un reducido ancho espectral si se hace incidir un campo de radiación sobre un conjunto de partículas esparcidoras ópticamente activas. En este caso se refiere a que las partículas dan lugar a emisiones estimuladas, con la condición de que el camino libre medio  $\Lambda_s$  de un fotón debido al

esparcimiento múltiple sea mucho menor que las dimensiones del sistema  $R$ , es decir, cuando el movimiento de los fotones es difuso:

$$R \gg \Lambda_s \gg \lambda,$$

siendo  $\lambda$  la longitud de onda de la luz dentro del sistema.

Bajo estas condiciones, Letokhov enunció que existe un umbral a partir del cual el espectro de la radiación emitida se hace más estrecho hasta alcanzar un límite, el cual está determinado por las fluctuaciones en el movimiento de las partículas, algo muy semejante al movimiento browniano. Hoy en día, este tipo de fenómeno se conoce como “movimiento browniano caliente” [3]

El medio compuesto por partículas esparcidoras y amplificadoras propuesto por Letokhov tiene las siguientes características:

- Es un generador cuántico con retroalimentación no-resonante.
- Su emisión es espacialmente incoherente por lo que es similar a la radiación de cuerpo negro, con la diferencia de que la radiación es monocromática.

Los resultados presentados por Letokhov dieron lugar a diversas implementaciones experimentales que buscaban validarlos. Sin embargo, las primeras observaciones de ganancia óptica fueron hechas hasta finales de la década de 1980 por V. M. Markushev *et al.* [4] quienes utilizaron polvos de Neodimio para generar emisiones estimuladas. A pesar de que los resultados encontrados por Markushev correspondían con las predicciones de Letokhov, en el año de 1994 se hicieron observaciones aún más contundentes. N. M. Lawandy *et al.* [5] consideraron las propiedades de los láseres sintonizables, los cuales se desarrollaron prácticamente desde la invención de los láseres convencionales, específicamente de aquellos que utilizaban colorantes o pigmentos orgánicos como medio activo. Notaron que al combinar soluciones de pigmento orgánico (medio activo) con partículas esparcidoras *pasivas* (medio esparcidor), es decir, que no producen ganancia óptica, al excitar ópticamente este medio desordenado mediante mecanismos adecuados era posible obtener emisiones aleatorias con reducido ancho espectral. Los experimentos de Lawandy no solo confirmaron de manera categórica las predicciones de Letokhov, sino que además dieron origen

al tipo de medio aleatorio característico para el estudio del fenómeno LA.

## 1.2. Descripción y justificación del problema

Dentro de los potenciales medios aleatorios capaces de emitir campos de radiación con las características predichas por Letokhov, se distinguen 2 tipos: aquellos en los cuales las partículas esparcen y amplifican (partículas activas) y otros con partículas pasivas inmersas en un medio activo. El medio empleado por Lawandy corresponde al segundo caso y dado que las propiedades de una gran cantidad de pigmentos orgánicos son bien conocidas, tanto las concentraciones como las características de las partículas esparcadoras tienen un papel fundamental en las características de la radiación emitida, es decir, sustituyen a las cavidades resonantes de los láseres convencionales. Una descripción experimental detallada sobre el rol de las partículas esparcadoras se encuentra en [6].

El problema de la caracterización del medio aleatorio no forma parte de este trabajo de tesis, sin embargo, es importante destacar que en nuestro grupo en el CCADET dentro de la Universidad Nacional Autónoma de México se han hecho estudios sobre el fenómeno LA, en particular el *Estudio angular del espectro de emisión LA* [7]. En este trabajo se demuestra que los elementos esparcadores y los absorbentes saturables (moléculas de pigmento orgánico) en cantidades específicas representan un *medio aleatorio efectivo* que al ser excitado adecuadamente da como resultado la emisión de un campo de radiación con propiedades de gran estabilidad espectral y simetría angular. Por lo tanto, el presente trabajo se basa en el estudio mencionado y tiene la finalidad de determinar si la emisión del medio aleatorio efectivo posee propiedades de coherencia y, de ser así, cuantificar dichas propiedades mediante un mecanismo adecuado, en este caso, por medio de interferometría.

El fenómeno de interferencia se presenta dentro de un medio desordenado cuando es excitado con radiación coherente y se debe principalmente a los elementos esparcadores, siempre y cuando éstos tengan dimensiones iguales o menores a la longitud de onda de excitación [11]. Teóricamente este efecto no se pierde si se añaden absorben-

tes saturables al medio, es decir, la interferencia también ocurre dentro de un medio aleatorio [1, 12], por lo que surge la pregunta ¿existe una configuración experimental que permita observar la interferencia dentro del sistema? Dentro del sistema, no. Al menos no se tienen reportes experimentales en la literatura consultada para el desarrollo de este trabajo. Por otro lado, si la radiación emitida por el medio aleatorio es coherente, o parcialmente coherente, es posible producir interferencia fuera del sistema [13–15] y así determinar las propiedades de coherencia espacial y temporal. En este trabajo se hace un análisis de la coherencia temporal en la emisión de un medio aleatorio efectivo. El método experimental consistió en producir interferencia mediante un interferómetro de Michelson; se hizo la adquisición y procesamiento de imágenes del patrón formado para determinar propiedades tales como longitud de coherencia, visibilidad de franjas, factor de calidad de la emisión, entre otros parámetros. De esta manera se contribuye a la caracterización del campo de radiación emitido por un medio aleatorio efectivo.

### 1.3. Hipótesis

Las cavidades resonantes representan un mecanismo mediante el cuál se logra excitar un medio activo de tal forma que se logren emisiones láser. Sin embargo, la capacidad de generar emisiones estimuladas representa el principio físico del fenómeno láser [16]:

“Un medio láser de ganancia o medio activo está formado por átomos, moléculas o iones que pueden ser “activados”, es decir, debido a los distintos niveles o estados energéticos que poseen, pueden ser excitados mediante mecanismos apropiados.

Si un átomo está en un estado excitado, puede decaer espontáneamente hacia un nivel menos energético, después de cierto tiempo de relajación, liberando en el proceso energía en forma de fotones, los cuales son emitidos en direcciones aleatorias. Este proceso se conoce como *emisión espontánea*. También es posible que la emisión sea estimulada por fotones incidentes en la partícula excitada, dando lugar al proceso de *emisión estimulada*. En el segundo caso, la emisión adquiere la misma dirección que el fotón incidente, por lo que la señal o radiación de bombeo se ve amplificada.”

Este concepto nos conduce a la idea de que es posible producir una emisión tipo láser al excitar ópticamente un medio aleatorio de manera adecuada. En nuestro caso particular, si se excita con longitudes de onda a las cuales el medio activo alcanza su máxima eficiencia y además el medio aleatorio representa un volumen efectivo, entonces la radiación emitida posee un grado de coherencia tal que es posible cuantificarla al ser analizada con un interferómetro de Michelson.

## 1.4. Objetivos

Se busca cuantificar las propiedades de coherencia temporal que posee el campo de radiación emitido por un medio aleatorio efectivo cuya estructura es conocida.

Las energías a las cuales se excitó el medio fueron tales que a la salida del interferómetro las intensidades no saturaran el CCD con el cual se obtuvieron las imágenes. De esta manera, se busca determinar qué tan similares son las emisiones LA y láser.

## 1.5. Estructura de la Tesis

La organización de esta tesis es la siguiente:

La presentación del problema y el contexto general se muestran en el Capítulo 1.

En el Capítulo 2 se presenta una revisión sobre los láseres convencionales y los láseres de pigmento, también se da una descripción sobre los fenómenos que dan lugar a la generación de emisiones tipo láser en un medio aleatorio, así como la teoría general que describe a las fuentes de radiación parcialmente coherente.

El capítulo 3 describe la metodología en los experimentos para poder cuantificar la coherencia temporal de la emisión del medio aleatorio. También se especifican detalles sobre la calibración de algunos de los dispositivos empleados para obtener información que describa adecuadamente el fenómeno estudiado.

Los resultados obtenidos en los experimentos se muestran en el Capítulo 4, en el cual también se presenta un análisis de los mismos.

En el capítulo 5 se discuten los resultados, las ventajas y desventajas que este tipo de emisión pudiera tener, así como del mecanismo que la genera. Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan los aportes de esta tesis y algunos aspectos del trabajo a futuro para tener una caracterización más completa de la emisión láser aleatorio.

Se añade también un apéndice en el cual se explican los detalles de fotografía digital considerados para adquirir y procesar de manera adecuada las imágenes tomadas en los experimentos.

---

# Capítulo 2

## Marco Teórico

Dentro de los fenómenos que se presentan en la interacción de la radiación con la materia, son de particular importancia para el desarrollo de este trabajo de tesis los fenómenos de absorción y emisión de la radiación. Cuando un campo de radiación electromagnética incide sobre un material es posible que éste absorba parte de la radiación para después re-emitirla. En general, la segunda emisión se presenta de manera espontánea y posee una longitud de onda mayor que la del campo incidente. Si no hay cambio en longitud de onda, entonces se presenta el fenómeno de esparcimiento de la radiación. En este capítulo se describen de manera general los fenómenos de emisión de radiación por medio de decaimientos radiativos, y cómo es que dan lugar al fenómeno láser, y el fenómeno de esparcimiento. Así mismo, se presentan dos modelos teóricos que describen el fenómeno LA.

### 2.1. Láseres

#### 2.1.1. Interacción radiación-materia: absorción y emisión de la radiación

Si un campo de radiación electromagnética incide sobre un material y éste absorbe parte de la energía del campo, entonces las partículas de dicho material son capaces de alcanzar un estado cuántico excitado, en el cual permanecerán un tiempo muy específico dependiendo del tipo de material. Después de este tiempo, volverán a su



estado base. Uno de los mecanismos mediante el cual este proceso sucede es el de emisión de la radiación. A continuación se describen los procesos radiativos que dan lugar al fenómeno láser [17]

Supongamos que tenemos un sistema cuántico de dos niveles energéticos de energías  $E_0$  y  $E_1$ ,  $E_0 < E_1$ , y con poblaciones por unidad de volumen  $N_0$  y  $N_1$ , respectivamente. Cuando una partícula decae desde el estado excitado  $E_1$  hacia el estado fundamental  $E_0$  mediante un proceso radiativo, se emite un fotón con frecuencia  $\omega_{10}$  dada por la ley de Planck:

$$\omega_{10} = \frac{E_1 - E_0}{\hbar}, \quad (2.1)$$

en donde  $\hbar$  es la constante de Planck reducida. Por otro lado, la tasa a la cual los átomos decaen es la siguiente

$$\frac{dN_1(t)}{dt} \text{ esp} = -\gamma_1 N_1(t) = -\frac{N_1(t)}{\tau_1} \quad (2.2)$$

siendo  $\gamma_1$  el coeficiente de decaimiento espontáneo y  $\tau_1 = \gamma_1^{-1}$  es el tiempo de vida medio de una partícula en el estado  $E_1$ .

Ahora supongamos que se excita ópticamente a las partículas de la población  $N_0$  con un campo de radiación que posee una frecuencia cercana a la frecuencia de la transición  $E_1 - E_0$

$$\omega \approx \omega_{10} \pm \Delta\omega_a, \quad (2.3)$$

$\omega_a$  es el ancho de banda de la transición. Entonces, al excitar con dicho campo se tiene que el número de transiciones desde el estado  $E_0$  hacia el estado  $E_1$  es

$$\frac{dN_1(t)}{dt} \text{ exc} = Kn(t)N_0(t), \quad (2.4)$$

esto es, las transiciones de excitación estimuladas son directamente proporcionales a la densidad de fotones de excitación  $n(t)$ ,  $K$  es una constante de proporcionalidad que indica respuesta a la estimulación de las partículas durante la transición. Por otro lado, el mismo campo de excitación puede producir que las partículas en  $E_1$

decaigan hacia  $E_0$ , este proceso está descrito por la siguiente ecuación

$$\frac{dN_1(t)}{dt}_{est} = -Kn(t)N_1(t). \quad (2.5)$$

A este proceso se le conoce como emisión estimulada. Los decaimientos de este tipo dan lugar a fotones con las mismas características que los fotones de excitación: dirección, energía, polarización, etc. [7, 17]. Es importante destacar que tanto en la Ecuación 2.4 como la Ecuación 2.5, el valor de  $K$  es el mismo, es decir, para un campo de excitación, la respuesta de las partículas hacia la transición de excitación y hacia el decaimiento estimulado es exactamente la misma. Más aún, de las mismas ecuaciones se tiene lo siguiente

$$\frac{dN_1(t)}{dt}_{total} = \frac{dN_1(t)}{dt}_{exc} + \frac{dN_1(t)}{dt}_{est} + \frac{dN_1(t)}{dt}_{esp} = -\frac{dN_0(t)}{dt}_{total}. \quad (2.6)$$

Ahora, consideremos el Principio de Boltzmann, el cual nos da la relación entre las poblaciones relativas que ocupan los niveles  $E_0$  y  $E_1$ :

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{\left(\frac{E_1 - E_0}{kT}\right)}, \quad (2.7)$$

en donde  $T$  es la temperatura a la cual las partículas se encuentran en equilibrio térmico (estado  $E_0$ ) y  $k$  es la constante de Boltzmann. Este principio quiere decir que

$$\Delta N = N_0 - N_1 = \left(1 - e^{\frac{h\omega}{kT}}\right)N_0. \quad (2.8)$$

Entonces, para una colección de partículas a temperatura  $T$ , la población del estado de mayor energía es mucho menor que la del nivel con menor energía, en particular si la diferencia de energías  $E_1 - E_0$  da lugar a transiciones con frecuencias ópticas. La tasa de transiciones estimuladas, bajo estas condiciones, es entonces siempre absorbente o atenuadora, es decir, no hay amplificación de radiación. Para lograr amplificación láser es necesario que haya más partículas en el estado excitado que en el estado fundamental, es decir, se requiere de una inversión de población. Los mecanismos para conseguir tal condición son diversos, sin embargo, para maximizar

la eficiencia en la amplificación de la radiación es común recurrir a las cavidades ópticas resonantes.

### 2.1.2. Cavidades Resonantes

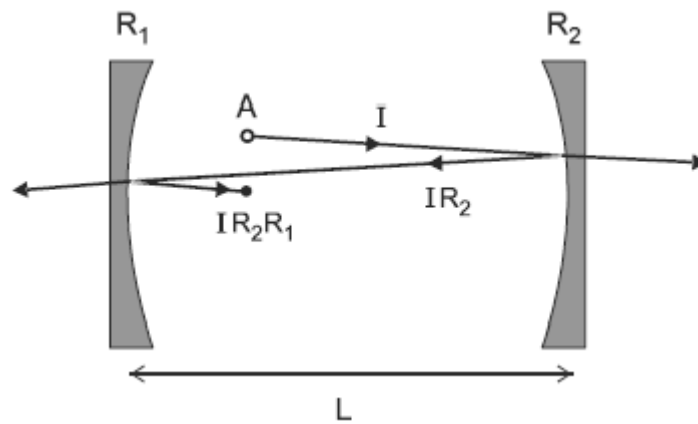
Las cavidades ópticas resonantes son el mecanismo encargado de generar una retroalimentación óptica en el medio activo y están compuestas por espejos u otros dispositivos reflejantes. La importancia de este mecanismo radica en que, junto con la amplificación por emisiones estimuladas, genera las oscilaciones coherentes que dan lugar a la emisión láser.

El arreglo más simple para la retroalimentación consiste en un par de espejos colocados frente a frente y alineados adecuadamente con el medio activo entre éstos, formando así un resonador óptico, mejor conocido como cavidad óptica o resonante. Para describir una cavidad resonante tomemos en cuenta lo siguiente:

- La cavidad no produce ganancia óptica, es decir, es una cavidad *pasiva*.
- Dentro de la cavidad se propagan ondas monocromáticas:  

$$\mathbf{E} = \bar{E}_0 e^{(\vec{r} \cdot \vec{k} - \omega t)}$$

Consideremos un haz de luz que se encuentra rebotando dentro de un resonador (véase Figura 2.1), perdiendo energía por cada rebote con alguno de los espejos.



**Figura 2.1:** Cavidad óptica pasiva de 2 espejos

La tasa de decaimiento de la intensidad puede ser determinada considerando un solo viaje dentro de la cavidad: si la intensidad de la luz en un punto A dentro de la cavidad es  $I_0$ , después de la reflexión en el espejo con reflectividad  $R_2$  será  $R_2 I_0$  y después de la reflexión en el espejo con reflectividad  $R_1$ , la intensidad será  $R_1 R_2 I_0$ . El cambio en intensidad en un viaje de distancia  $2L$  es

$$\begin{aligned}\Delta I(t) &= I(t + \Delta t) - I(t) \\ &= I(t)(R_1 R_2 - 1),\end{aligned}\tag{2.9}$$

en donde

$$\Delta t = \frac{2L}{c}$$

es el tiempo del viaje. La tasa de cambio en la intensidad es entonces

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta t} = -\frac{1 - R_1 R_2}{2L/c} I(t)\tag{2.10}$$

En las cavidades resonantes las reflectividades de los espejos usualmente son altas ( $\approx 1$ ), por lo que las pérdidas por cada rebote son mucho menores que 1. En este caso, la intensidad  $I(t)$  se puede aproximar por una función continua y la Ecuación 2.10 se expresa de la siguiente forma

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{1}{\tau} I(t)\tag{2.11}$$

en donde  $\tau$  es el tiempo de vida promedio de un fotón dentro de la cavidad

$$\tau = \frac{2L}{c(1 - R_1 R_2)}\tag{2.12}$$

La solución de Ecuación 2.11 es entonces

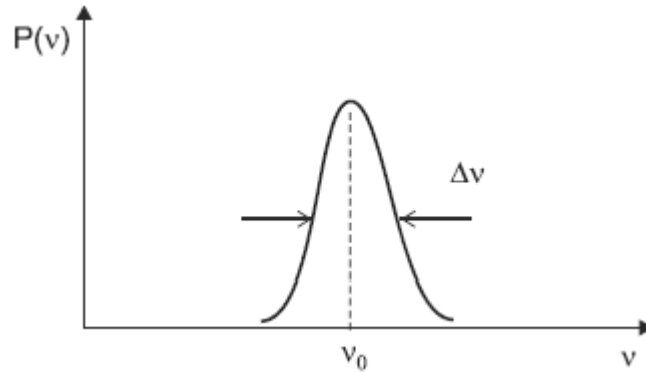
$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\tag{2.13}$$

Este tipo de decaimientos (Ecuación 2.13) están caracterizados por la relación de incertidumbre

$$\Delta\omega\tau \approx 1 \quad (2.14)$$

en donde  $\Delta\omega$  representa el ancho a media altura (FWHM, por sus siglas en inglés) de la distribución de frecuencias. También es conocido como *pureza espectral* pues entre menor sea su valor, mayor será la monocromaticidad de la emisión (véase Figura 2.2). Tomando esto en cuenta, el espectro de frecuencias  $\Delta\nu$  de la emisión de la cavidad será

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}(1 - R_1R_2)\frac{c}{2L} \quad (2.15)$$



**Figura 2.2:** Distribución de la potencia espectral para una emisión con ancho de banda  $\Delta\nu$

Es importante resaltar que esta expresión es válida para valores de  $R_1$  y  $R_2$  tales que

$$R_1R_2 \geq 0.80$$

### Factor de Calidad Q

Si consideramos que el tiempo de decaimiento de un campo eléctrico  $\mathbf{E}$  dentro de una cavidad óptica es similar a un oscilador armónico amortiguado, entonces la descripción de éste puede ser aplicada para el resonador óptico.

Como ya se mencionó, la cavidad óptica selecciona la frecuencia de la emisión láser; la calidad de este elemento está determinada por el *factor de calidad Q*, definido

como la relación entre la frecuencia central de la emisión y el ancho de banda de la misma:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (2.16)$$

la expresión anterior puede reescribirse como

$$Q \approx \frac{\nu(2L)(2\pi)}{(1 - R_1R_2)c} = \frac{2\pi L}{\lambda(1 - R_1R_2)} \quad (2.17)$$

Estrictamente hablando, el factor de calidad  $Q$  representa una medida de la fase total de un oscilador amortiguado que colapsa antes de que la oscilación se vea reducida  $e$  veces en amplitud [27]. Además, también es una forma equivalente de representar la condición de *laseo*

$$N_2 - N_1 \geq \frac{\omega_0^2 \mathcal{A}}{2\pi^2 c^2} (1 - R) = \frac{2\mathcal{A}}{\lambda^2} (1 - R) \quad (2.18)$$

en donde  $N_1, N_2$  representan a las poblaciones de partículas en los estados basal y excitado, respectivamente,  $\mathcal{A}$  es el área de la sección transversal del láser,  $\lambda$  y  $\omega_0$  son la longitud de onda y la frecuencia central de la emisión, respectivamente. Esta condición es válida para una cavidad formada por dos espejos, uno de los cuales es 100% reflejante y el segundo tiene una reflectividad  $R$ .

## 2.2. Coherencia

El proceso de emisión estimulada que da lugar a la amplificación óptica tiene otra muy importante consecuencia. Debido a que cada nuevo fotón “creado” es idéntico al fotón original, los campos  $\vec{E}_i$  de todos los fotones se refuerzan entre sí generando un campo de radiación *coherente*  $\vec{E}$ .

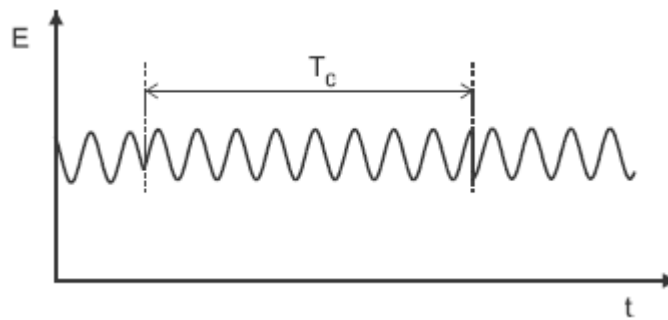
Por radiación o luz coherente se entiende que si el valor del campo  $\vec{E}$  es conocido en algún punto del espacio, es posible predecir el valor de  $\vec{E}$  en otros puntos del espacio. Se dice que existe una *correlación* entre los valores de  $\vec{E}$  en diferentes puntos del espacio. Un campo que es parcialmente coherente puede ser caracterizado por su grado de coherencia en dos diferentes direcciones: perpendicular a la dirección de propagación del frente de onda y en la dirección paralela al mismo. El primer caso se

refiere a la *coherencia espacial* y el segundo a la *coherencia temporal* de la emisión. Los objetivos de esta tesis involucran aspectos propios de la coherencia temporal, es por ello que en lo siguiente únicamente se describirá este tipo de coherencia.

### 2.2.1. Coherencia Temporal

El grado de coherencia en la dirección de propagación del campo se conoce como *coherencia longitudinal* o *coherencia temporal*. De manera general, un campo de radiación espacialmente coherente significa que, dado un frente de onda, los planos de fase constante están uniformemente espaciados sin interrupción alguna. Los planos referidos se mueven a la velocidad de propagación de la onda y si se observan desde un punto fijo en el espacio, se verá que el campo  $\mathbf{E}$  oscila uniformemente en el tiempo sin interrupción o cambio de fase alguno. De esta manera el observador podría predecir el valor de  $\mathbf{E}$  para cualquier tiempo futuro a su observación, ésta es la razón por la que este fenómeno se denomina *coherencia temporal*.

Experimentalmente, ninguna fuente emisora de radiación es capaz de generar un campo con coherencia temporal perfecta. El grado de coherencia temporal está limitado por la duración finita de la emisión o por interrupciones en la fase de la onda. Se denomina *tiempo de coherencia*  $\tau_c$  al tiempo promedio entre 2 interrupciones de fase continuas (Figura 2.3), mientras que a la distancia entre estas 2 interrupciones se le conoce como *longitud de coherencia*  $l_c$



**Figura 2.3:** Tiempo de coherencia entre 2 interrupciones en la fase de una emisión

La longitud de coherencia representa la distancia promedio (en la dirección de propagación) en la cual el campo de radiación es coherente. En el vacío, la relación entre

la longitud  $l_c$  y el tiempo de coherencia  $\tau_c$  es la siguiente

$$l_c = c\tau_c \quad (2.19)$$

en donde  $c$  es la velocidad de la luz. En cuanto al tiempo de coherencia  $\tau_c$ , la expresión más comúnmente manejada en la literatura es

$$\tau_c \sim \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.20)$$

sin embargo, el tiempo de coherencia  $\tau_c$  depende del perfil espacial del campo. Para un perfil gaussiano se tiene que [18]

$$\tau_c = \sqrt{\frac{2\ln(2)}{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu} \approx \frac{0.664}{\Delta\nu} \quad (2.21)$$

Para determinar la coherencia temporal de un campo de radiación es común hacer un análisis de éste mediante un interferómetro de Michelson.

### 2.2.2. Interferómetro de Michelson

Consideremos una perturbación óptica en un punto  $\mathbf{P}$  del espacio en el tiempo  $t$  y sea  $U(\mathbf{P}, t)$  la representación escalar compleja de dicha perturbación con la envolvente asociada  $A(\mathbf{P}, t)$ . Debido a que  $U(\mathbf{P}, t)$  tiene un ancho de banda finito  $\Delta\nu$ , es de esperarse que los cambios en  $A(\mathbf{P}, t)$  estén determinados por  $\Delta\nu$ . Ahora consideremos un tiempo de duración finito  $\delta t$  en el cual  $A(\mathbf{P}, t)$  permanezca relativamente constante es decir, que  $\delta t$  satisfaga la siguiente desigualdad

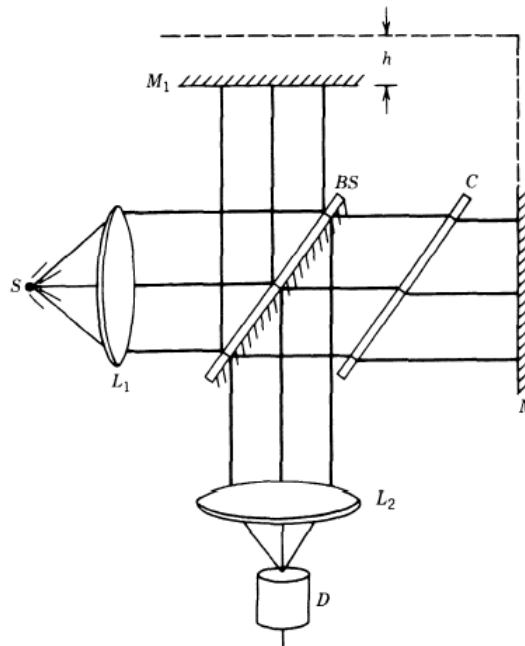
$$\delta t \leq \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.22)$$

En otras palabras, las funciones  $A(\mathbf{P}, t)$  y  $A(\mathbf{P}, t + \delta t)$  están altamente correlacionadas, es decir presentan un alto grado de coherencia debido a que  $\delta t$  es menor que el tiempo de coherencia  $\tau_c$ . Este principio es la base física en la que se basa el funcionamiento del interferómetro de Michelson [18, 27].

Un interferómetro tipo Michelson es el que se muestra en la [Figura 2.4](#) y para describir su funcionamiento consideremos una fuente  $S$  cuya emisión está colimada por



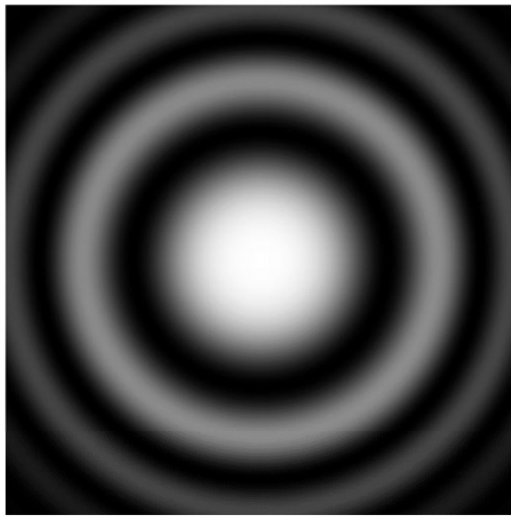
una lente  $L_1$ , es decir, se tiene un frente de onda plano y éste incide sobre un divisor de haz  $BS$ . Una parte de la emisión se refleja en el divisor y se dirige hacia un espejo móvil  $M_1$ , se refleja e incide nuevamente en el divisor de haz pero en esta ocasión una parte de la luz se dirige hacia la lente  $L_2$ , la cual enfoca la emisión hacia un detector  $D$ . Simultáneamente, una porción de la emisión original logra pasar a través del divisor y se dirige hacia el espejo fijo  $M$ , pasando por un compensador  $C$ , la luz se refleja para pasar nuevamente por el divisor de haz y dirigirse hacia la lente  $L_2$  para ser enfocada sobre el detector  $D$ . Como consecuencia de este proceso, la intensidad de la luz incidente en el detector está determinada por la *interferencia* de la luz proveniente de los 2 brazos del interferómetro.



**Figura 2.4:** Configuración de un interferómetro tipo Michelson

El compensador  $C$  tiene el propósito de asegurar que la luz en los 2 brazos del interferómetro recorre la misma distancia en vidrio, es decir, los 2 haces tienen la misma dispersión en el recorrido desde la fuente de emisión hasta el detector. Si el espejo  $M_1$  se coloca en una posición tal que el camino óptico recorrido por los dos haces del interferómetro sea diferente, un tiempo de retraso relativo se introduce entre los 2 haces que interfieren. Mientras el espejo se mueve, la configuración del sistema se ve

modificada y ésto da lugar a que la luz incidente en  $D$  pase de estar en condiciones de interferencia constructiva a interferencia destructiva. Si la diferencia de camino óptico entre los haces es un múltiplo entero de la longitud de onda  $\lambda$  de la emisión, se obtendrá interferencia constructiva; por otro lado, si la diferencia de camino óptico es de un múltiplo impar de semilongitudes de onda, se obtendrá interferencia destructiva. El patrón de interferencia característico de un interferómetro de Michelson se muestra en la [Figura 2.5](#).



**Figura 2.5:** Patrón de interferencia en un interferómetro de Michelson

El contraste de las franjas observadas por  $D$  para cualquier valor del desplazamiento  $h$  de  $M_1$  puede ser descrito por la *visibilidad de franjas*, concepto definido por Michelson como

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.23)$$

en donde  $I_{max}$ ,  $I_{min}$  son las intensidades de máximos y mínimos contiguos, respectivamente, en el patrón de interferencia.

El patrón de interferencia de Michelson también proporciona la información suficiente para calcular el grado complejo de coherencia  $\gamma(\delta t)$

$$\gamma(\delta t) = \exp\left(-\left(\frac{\pi\Delta\nu\delta t}{2\sqrt{\ln(2)}}\right)^2\right)\exp(-i2\pi\bar{\nu}\delta t) \quad (2.24)$$

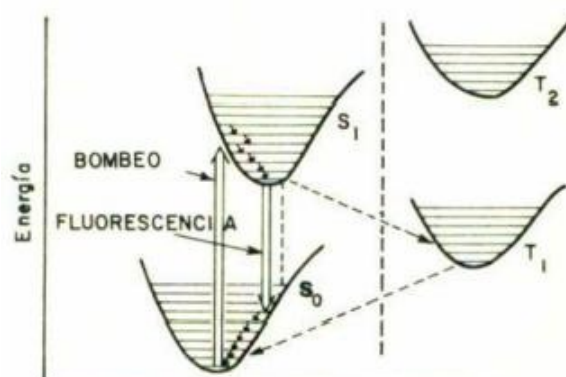
El módulo de  $\gamma(\delta t)$  describe cómo decrece la visibilidad de las franjas del patrón de interferencia.

$$\gamma(\delta t) = \exp\left(-\left(\frac{\pi\Delta\nu\delta t}{2\sqrt{\ln(2)}}\right)^2\right) \quad (2.25)$$

Las expresiones mostradas en este análisis son válidas para fuentes de luz con perfil gaussiano.

### 2.3. Sistemas cuánticos con más de dos niveles. Láseres de pigmento.

El sistema cuántico de dos niveles es suficiente para describir el fenómeno láser para gran diversidad de medios activos. Sin embargo, existen otros para los que este modelo es insuficiente. En particular, para un medio activo formado por moléculas orgánicas sintonizables. Los láseres a los que dan lugar estos medios activos se conocen como láseres de pigmento [21, 22].



**Figura 2.6:** Sistema cuántico multi-nivel para moléculas orgánicas [23]. Los estados singlete  $S_i$  son los que dan lugar a la emisión láser pues las transiciones entre estos estados son de tipo radiativa. Los estados triplete  $T_i$  dan lugar a transiciones no radiativas.

Los estados electrónicos singulete  $S_0, S_1$  y  $S_2$  tienen asociados estados triplete  $T_1$  y  $T_2$ , los cuales aumentan las pérdidas en la emisión láser. La emisión láser se presenta cuando ocurren transiciones  $S_1 \rightarrow S_0$ . Las transiciones entre niveles  $S$  y  $T$  están, en primera aproximación, prohibidas debido a la regla de selección  $\Delta S = 0$ , es decir, el espín total del electrón puede modificarse en este tipo de transiciones, es por ello que las transiciones mencionadas están prohibidas. Sin embargo, hay evidencia de que éstas ocurren a altas concentraciones de pigmento [19, 20]. Cada estado electrónico contiene un número muy grande de niveles vibro-rotacionales traslapados. Es precisamente esta condición la que da lugar a la posibilidad de sintonizar al medio activo dentro de una banda amplia de frecuencias. Debido a que

$$E = h\nu \quad (2.26)$$

en donde  $\nu$  es la frecuencia, si hay un cambio de energía  $\Delta E$  implica que hubo un cambio  $\Delta\nu$ , es decir, hubo un cambio en la longitud de onda de emisión  $\Delta\lambda$  [19].

## 2.4. Láseres Aleatorios

### 2.4.1. Esparcimiento de la radiación

El fenómeno de esparcimiento de ondas electromagnéticas se debe a la excitación de un medio material, a diferencia de los decaimientos radiativos, las cargas eléctricas del material oscilan de acuerdo al campo de excitación para, posteriormente, re-emitir la radiación cuando el medio se desexcita. Para excitar al medio material, es necesario que éste presente el fenómeno de absorción de la radiación, es decir, el esparcimiento es la combinación de los fenómenos de absorción y emisión de la radiación.

Cuando un campo de radiación incide sobre un material, la relación entre las intensidades transmitida  $I(x)$  y la intensidad incidente  $I_0$  está dada por la Ley de Beer-Lambert

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma_{ext} x} \quad (2.27)$$

Las secciones transversales de absorción y esparcimiento, en conjunto, dan lugar a la sección transversal de extinción

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{esp}$$

Este parámetro representa la eficiencia con la cual una partícula desvía fotones de un haz de radiación que incide sobre ésta. Depende de propiedades tanto de la partícula (composición química, tamaño, forma), así como del medio que la rodea y características del haz incidente (polarización, frecuencia).

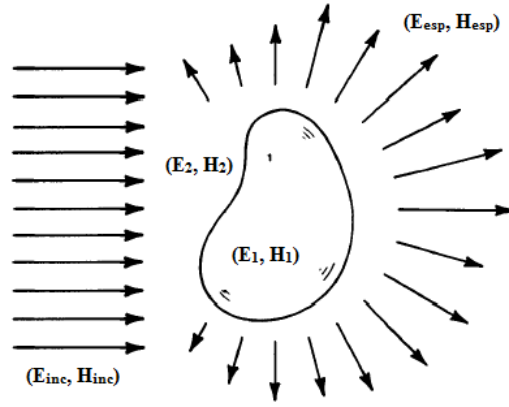
### Planteamiento del problema

Supongamos que tenemos una partícula con un tamaño específico, forma y propiedades ópticas sobre la cual se hace incidir un campo de radiación monocromático con polarización arbitraria. El problema a resolver es determinar los campos eléctrico y magnético en todos los puntos dentro de la partícula y en todos los puntos del medio en el que la partícula está inmersa.

Sean  $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$  los campos eléctrico y magnético dentro de la partícula y  $(\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2)$  los campos fuera de ésta. El campo de radiación incidente se denotará como  $(\mathbf{E}_{inc}, \mathbf{H}_{inc})$  y el campo esparcido como  $(\mathbf{E}_{esp}, \mathbf{H}_{esp})$  (Figura 2.7), con

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{inc} + \mathbf{E}_{esp} \quad , \quad \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_{inc} + \mathbf{H}_{esp} \quad (2.28)$$

La solución se obtiene al resolver las ecuaciones de Maxwell con las condiciones de frontera adecuadas según las propiedades de la partícula. En particular, el tamaño de la partícula da lugar a distintas teorías para describir el fenómeno de esparcimiento, incluyendo la forma de las secciones transversales de esparcimiento  $\sigma_{esp}$  y de extinción  $\sigma_{ext}$ . Las descripciones más importantes de este fenómeno están dadas por las teorías planteadas por Lord Rayleigh y por Gustav Mie. A continuación se describirán estas teorías aplicadas a partículas dieléctricas esféricas de radio  $a$ , es decir, con sección transversal  $\pi a^2$  [24].



**Figura 2.7:** Esparcimiento de la radiación por una partícula

### Régimen de Rayleigh

De acuerdo con [24], en este régimen se considera que el tamaño de la partícula es mucho menor que la longitud de onda de la radiación incidente. Para una partícula dieléctrica cuya función dieléctrica relativa  $\epsilon_r$  es

$$\epsilon_r(\mathbf{r}) = \frac{\epsilon(\mathbf{r})}{\epsilon_0} = \epsilon'_r(\mathbf{r}) + i\epsilon''_r(\mathbf{r}) \quad (2.29)$$

La partícula ocupa un volumen  $V$  y está en el vacío. Las secciones transversales de absorción  $\sigma_{abs}$  y de esparcimiento  $\sigma_{esp}$  son las siguientes:

$$\frac{\sigma_{abs}}{\pi a^2} = ka\epsilon''_r \frac{3}{\epsilon_r + 2} \frac{4}{3} \quad (2.30)$$

$$\frac{\sigma_{esp}}{\pi a^2} = \frac{8(ka)^4}{3} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \quad (2.31)$$

Si el campo de excitación tiene una intensidad  $I_{inc}$ , y no está polarizada, entonces la radiación esparcida, de intensidad  $I_{esp}$ , es [24]

$$I_{esp} = \frac{8\pi^4 N a^6}{\lambda^4 r^2} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} {}^2 (1 + \cos^2 \theta) I_{inc} \quad (2.32)$$

en donde  $\lambda$  es la longitud de onda incidente,  $m$  es el índice de refracción relativo,  $\theta$  es el ángulo de incidencia y  $N$  es el número de partículas esparcidoras.

La Ecuación 2.32 aplica únicamente si la radiación incidente sobre la partícula no está polarizada. En realidad, esta propiedad es muy importante pues la distribución angular de la radiación re-emitida depende de la polarización de la luz incidente:

Cuando la polarización de la luz incidente es paralela al plano de esparcimiento:

$$i_{\parallel} = \frac{9 a_1^2}{4k^2 r^2} \cos^2 \theta \quad (2.33)$$

Cuando la polarización de la luz incidente es perpendicular al plano de esparcimiento.

$$i_{\perp} = \frac{9 a_1^2}{4k^2 r^2} \quad (2.34)$$

Cuando la luz incidente no está polarizada.

$$i = \frac{1}{2}(i_{\parallel} + i_{\perp}) \quad (2.35)$$

en donde

$$a_1 = -\frac{i2x^3}{3} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} - \frac{i2x^5}{5} \frac{(m^2 - 2)(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)^2} + \frac{4x^6}{9} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right)^2 + O(x^7) \quad (2.36)$$

es un coeficiente de esparcimiento. Si la radiación incidente está 100% polarizada, entonces la radiación re-emitida por el obstáculo tendrá una polarización similar.

Si el tamaño de la partícula es menor que 1/10 de la longitud de onda incidente, entonces este régimen es válido. En otro caso, la descripción del fenómeno está dada por la teoría de Mie.

### Régimen de Mie

Ahora consideremos una esfera cuya función dieléctrica  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$  sobre la cual incide un campo de radiación que se propaga en la dirección  $z$  y está polarizado en la dirección  $x$  [25]:

$$\mathbf{E} = e^{ikz} \hat{\mathbf{x}} \quad (2.37)$$

Además de tener dimensiones mayores a  $1/10$  de la longitud de onda de incidencia. En coordenadas esféricas, es posible expresar cualquier campo electromagnético en términos de dos funciones escalares  $\Pi_1$  y  $\Pi_2$ , las cuales son las componentes radiales de los vectores eléctrico  $\mathbf{\Pi}_e$  y magnético  $\mathbf{\Pi}_m$  de Hertz:

$$\mathbf{\Pi}_e = \Pi_1 \hat{\mathbf{r}} \quad (2.38)$$

De acuerdo a esta teoría, los campos eléctrico y magnético están dados por

$$\mathbf{E} = \nabla \times \nabla \times (r\Pi_1 \hat{\mathbf{r}}) + i\omega\mu_0 \nabla \times (r\Pi_2 \hat{\mathbf{r}}) \quad (2.39)$$

$$\mathbf{H} = -i\omega\epsilon \nabla \times (r\Pi_1 \hat{\mathbf{r}}) + \nabla \times \nabla \times (r\Pi_2 \hat{\mathbf{r}}) \quad (2.40)$$

en donde  $\epsilon = \epsilon_0$  fuera de la esfera y  $\epsilon = \epsilon_r\epsilon_0$  dentro de la misma.

El campo incidente Ecuación 2.37 puede ser derivado de las dos funciones escalares  $\Pi_1^i$  y  $\Pi_2^i$ , las cuales están expresadas como funciones armónicas esféricas

$$r\Pi_1^i = \frac{1}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \cos\phi \quad (2.41)$$

$$r\Pi_2^i = \frac{1}{\eta k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \sin\phi \quad (2.42)$$

en donde  $\psi_n = xj_n(x) = \sqrt{\pi x/2} J_{n+\frac{1}{2}}(x)$  es una función Riccati-Bessel,  $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ , siendo  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica y  $\mu_0$  la permeabilidad magnética del vacío.  $J_{n+\frac{1}{2}}(x)$  representa una función Bessel esférica de orden semientero y  $P_n^1(\cos\theta)$  son los Polinomios Asociados de Legendre de orden 1. Esto se puede obtener al comparar las expresiones armónicas esféricas para las componentes radiales de  $\mathbf{E}_{\text{inc}}$  y  $\mathbf{E}$  derivadas de  $\Pi_1^i$  y  $\Pi_2^i$

Ahora consideremos las expresiones generales para los campos esparcidos, es decir,



con  $r > a$  usando dos constantes arbitrarias  $a_n$  y  $b_n$ :

$$r\Pi_1^s = \frac{(-1)}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} a_n \zeta_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \cos\phi \quad (2.43)$$

$$r\Pi_2^s = \frac{(-1)}{\eta k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} b_n \zeta_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \sen\phi \quad (2.44)$$

en donde  $\zeta_n(x) = x h_n^{(1)}(x) = \sqrt{\pi x/2} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}$  es también es una función Riccati-Bessel,  $H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}$  es una función Hankel de primera especie y de orden semientero. Dentro de la esfera,  $r < a$ , usando dos constantes  $c_n$  y  $d_n$ , se tiene

$$r\Pi_1^r = \frac{1}{(kn)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} c_n \psi_n(kmr) P_n^1(\cos\theta) \cos\phi \quad (2.45)$$

$$r\Pi_2^r = \frac{1}{\eta k^2 n} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} d_n \psi_n(kmr) P_n^1(\cos\theta) \sen\phi \quad (2.46)$$

Por condiciones de continuidad en la frontera de la partícula, los coeficientes de Mie son los siguientes:

$$a_n = \frac{\psi_n(\alpha)\psi_n'(\beta) - m\psi_n(\beta)\psi_n'(\alpha)}{\zeta_n(\alpha)\psi_n'(\beta) - m\psi_n(\beta)\zeta_n'(\alpha)} \quad (2.47)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(\alpha)\psi_n'(\beta) - \psi_n(\beta)\psi_n'(\alpha)}{m\zeta_n(\alpha)\psi_n'(\beta) - \psi_n(\beta)\zeta_n'(\alpha)} \quad (2.48)$$

en donde  $\alpha = ka$  y  $\beta = kma$ . Los campos esparcidos  $E_\phi$  y  $E_\theta$  en campo lejano están dados por las siguientes expresiones:

$$E_\phi = -\frac{ie^{ikr}}{kr} S_1(\theta) \sen\phi \quad (2.49)$$

$$E_\theta = \frac{ie^{ikr}}{kr} S_2(\theta) \cos\phi \quad (2.50)$$

con

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos\theta) + b_n \tau_n(\cos\theta)] \quad (2.51)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [a_n \tau_n(\cos\theta) + b_n \pi_n(\cos\theta)] \quad (2.52)$$

además

$$\pi_n(\cos\theta) = \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \quad (2.53)$$

$$\tau_n(\cos\theta) = \frac{\partial}{\partial\theta} P_n^1(\cos\theta) \quad (2.54)$$

De acuerdo a la teoría de Mie, la sección transversal de extinción  $\sigma_{ext}$  de cada partícula está dada por:

$$\frac{\sigma_{ext}}{\pi a^2} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (2.55)$$

y la sección transversal de esparcimiento  $\sigma_s$  está dada por:

$$\frac{\sigma_s}{\pi a^2} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.56)$$

La teoría de Mie es más adecuada para describir el proceso de esparcimiento que se presenta en este trabajo de tesis pues las dimensiones de las nanopartículas empleadas son comparables con la longitud de onda de excitación.

## 2.4.2. Modelos teóricos que describen el fenómeno LA

### Modelo de Letokhov

Ahora consideremos un sistema en el que el medio activo no se encuentra dentro de una cavidad resonante pero que es capaz de producir emisiones estimuladas por esparcimiento múltiple. Dicho sistema está formado por partículas dieléctricas idénticas cuya densidad de partículas por unidad de volumen es  $n_0$  con una función dieléctrica constante  $\epsilon = \epsilon_0 + i\epsilon''$ , con  $\epsilon'' > 0$  en la vecindad de la frecuencia  $\omega_0$ . Adicionalmente,

si el camino libre medio de los fotones debido al esparcimiento es mucho menor que las dimensiones del sistema, es decir, si el movimiento de los fotones es difuso :

$$R \gg \Lambda_s \gg \lambda, \quad (2.57)$$

además también se debe cumplir  $n_0^{-1/3} \gg \lambda$ . En donde  $R$  es la dimensión del sistema,  $\Lambda_s$  es el camino libre medio de un fotón dentro del sistema y  $\lambda$  la longitud de onda de dicho fotón. Este tipo de sistemas fue analizado por primera vez por V. S. Letokhov, quién demostró que dichos sistemas son capaces de generar emisiones tipo láser [2] Bajo estas condiciones, el cambio en el flujo de la densidad de fotones  $\Phi_\omega(\mathbf{r}, t)$  en un punto  $\mathbf{r}$  del espacio está descrito por la aproximación de difusión:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \Phi_\omega(\mathbf{r}, t) = D \nabla^2 \Phi_\omega(\mathbf{r}, t) + Q_\omega(\mathbf{r}, t) N_0 \Phi_\omega(\mathbf{r}, t) \quad (2.58)$$

en donde  $D$  es el coeficiente de difusión,  $c$  la velocidad promedio de la luz en la región del espacio ocupada por el sistema,  $Q_s$  la sección transversal de esparcimiento y  $Q_\omega$  la sección transversal de emisión. De la ecuación anterior, la capacidad de generar emisiones estimuladas está relacionada con la dependencia en frecuencia de la densidad de fotones. La solución de la Ecuación 2.58 es:

$$\Phi_\omega(\mathbf{r}, t) = \sum_n a_n \psi_n(\mathbf{r}) \exp(-(DB_n^2 - Q_\omega n_0)ct) \quad (2.59)$$

$\psi_n(\mathbf{r})$  y  $B_n$  son eigenfunciones y eigenvalores, respectivamente, de la ecuación:

$$\nabla^2 \psi_n(\mathbf{r}) + B_n^2 \psi_n(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.60)$$

con las condiciones de frontera  $\psi_n(\mathbf{r}) = 0$  a una distancia  $d$  de la frontera de sistema,  $a_n$  son constantes arbitrarias determinadas por la distribución inicial  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  en  $t=0$ . La condición de umbral es:

$$DB^2 - N_0 Q_0 = 0 \quad (2.61)$$

$B$  es el valor mínimo  $B_n$ ,  $Q_0 = Q_{\omega_0}$ ,  $\omega_0$  es la frecuencia de máxima ganancia. Si el conjunto de partículas esparcidoras están distribuidas en una región esférica de radio  $R$  entonces:

$$\psi_n = \frac{1}{r} \text{sen}\left(\frac{n\pi r}{R}\right), \quad B_n = \frac{n\pi}{R}, \quad B = \frac{\pi}{R}, \quad (2.62)$$

los valores de  $Q_s$  y  $Q_0$  están determinadas por la geometría de las partículas esparcidoras así como por su función dieléctrica.

### Modelo de Wiersma-Legendijk

Para medios que pueden actuar como láseres aleatorios se tiene el modelo propuesto por D. Wiersma y A. Legendijk, en el que se describe la difusión de la luz dentro de tales medios. en el cual se describen tanto el flujo del haz de bombeo como el de la emisión láser, considerando la población de moléculas de pigmento en el primer estado excitado. Para un láser aleatorio como el que se empleó en este trabajo de tesis, el modelo simplificado consiste en el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales [20, 26]

$$\frac{\partial W_p}{\partial t} = D \nabla^2 W_p - \sigma_{abs} \nu_p (n_T - n_1) W_p + \frac{1}{l_t} I_p \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial W_l}{\partial t} = D \nabla^2 W_l + \sigma_{em} \nu_p n_1 W_p + \frac{1}{\tau} n_1 \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \sigma_{abs} \nu_p (n_T - n_1) W_p - \sigma_{em} \nu_p n_1 W_p - \frac{1}{\tau} n_1 \quad (2.65)$$

$W_p = W_p(\bar{r}, t)$  es la potencia del haz de bombeo,  $D$  es el coeficiente de difusión del medio,  $\sigma_{abs}$  es la sección transversal de absorción y  $\sigma_{em}$  es la sección transversal del medio,  $\nu_p$  es la velocidad de fase de la luz dentro del medio,  $l_t$  es el camino libre medio de transporte entre esparcidores,  $I_{in}$  es la intensidad del haz de bombeo,  $W_l = W_l(\bar{r}, t)$ , es la potencia del láser con el que se genera la emisión estimulada,  $\tau$  es el tiempo de vida del estado excitado,  $n_T$  es la concentración total de moléculas de pigmento y  $n_1 = n_1(\bar{r}, t)$  es la concentración de moléculas en el primer estado excitado. Este modelo describe sistemas en los que las emisiones estimuladas se generan por la transición del fenómeno ASE hasta el fenómeno láser dentro del propio medio y no como producto de un láser de excitación [7].

---

El fenómeno LA no se limita sólo al régimen diluido. Es de particular interés el estudio de sistemas en los cuales el camino libre medio de los fotones es comparable al de la longitud de onda de excitación. Estas condiciones son conocidas como régimen de Anderson o de modos localizados [9, 10]. Diversos estudios han sido realizados en este régimen, sin embargo el estudio realizado en esta tesis se restringe únicamente al fenómeno LA en el régimen difuso.

---

## Capítulo 3

# Desarrollo experimental

En este capítulo se muestra la configuración experimental utilizada para caracterizar el campo de radiación emitido por el medio aleatorio. Para ello se describe la configuración experimental, así como los valores de los distintos parámetros que se manejaron en los dispositivos utilizados.

### Medio Aleatorio

El medio aleatorio empleado para todos los experimentos consistió en un coloide formado por nanopartículas de  $SiO_2$  de 200 nm de diámetro suspendidas en una solución 1:1 en volumen de agua-metanol con Rodamina 6G. Se utilizó una celda cilíndrica de vidrio para contener la solución (véase [Figura 3.1](#)).



**Figura 3.1:** Medio aleatorio

Las concentraciones de nanopartículas  $C_{np}$  y pigmento  $C_{R6G}$  fueron las siguientes:

- $C_{np} = 1.206 \times 10^{12} \text{ np/ml}$
- $C_{R6G} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$

Este medio representa precisamente el volumen efectivo reportado en [7, 8].

## Láser de bombeo

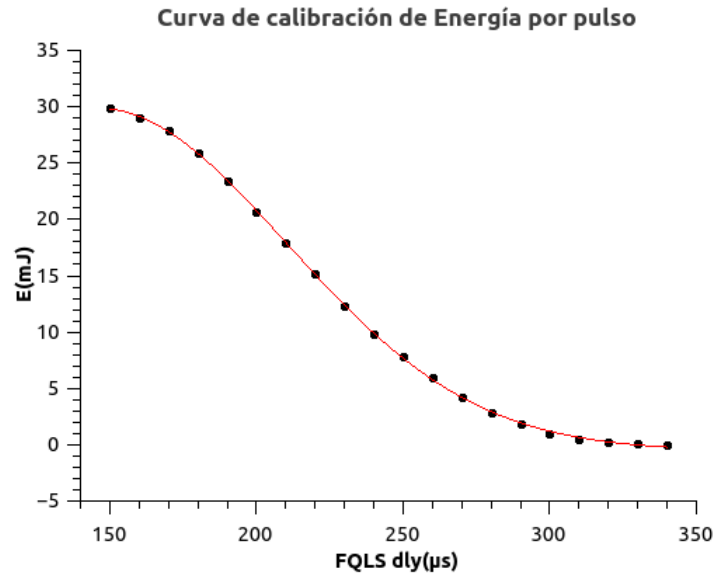
El medio aleatorio fue excitado ópticamente con un láser pulsado Nd:YAG (Quantel Brio) operando en su segundo armónico. Las características de los pulsos se muestran en la Tabla 3.1.

**Tabla 3.1:** Características del Láser de bombeo.

Magnitud	Cantidad
Longitud de onda	532 nm
Ancho temporal	7 ns
Potencia promedio	0.117-207.2 mW
Tasa de repetición	10 p.p.s.
FLQS dly*	190-280 $\mu\text{s}$

\* es el tiempo que transcurre entre el pulso de la lámpara de flash y el Q-Switch en el láser.

La energía por pulso se determinó utilizando un medidor de potencia *SCIENTECH modelo 365*. Se midió la potencia incidente por segundo y ésta se dividió entre la tasa de repetición. Con la información obtenida se hizo un ajuste gaussiano para obtener la curva de calibración (Figura 3.2).



**Figura 3.2:** Curva de calibración para la energía por pulso.

Las propiedades de estabilidad angular se obtuvieron al hacer incidir pulsos láser en el medio aleatorio. El intervalo de energías por pulso fue de 2.91-23.38 mJ. En la [Tabla 3.2](#) se muestra tanto el valor de la energía por pulso, así como el tiempo de exposición del CCD correspondiente.



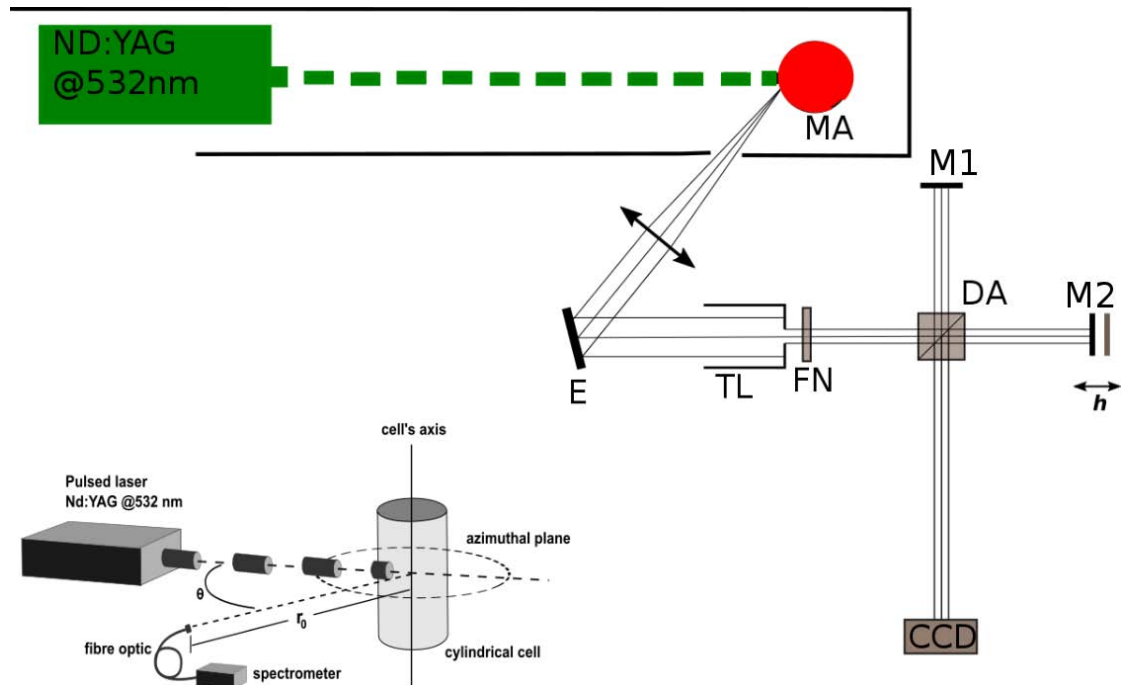
**Tabla 3.2:** Energía de bombeo y tiempo de exposición del CCD

<b>E(mJ)</b>	$\tau_{exp}(s)$	<b>E(mJ)</b>	$\tau_{exp}(s)$
2.91	1	12.34	1/5
4.17	1/2.5	15.25	1/10
5.93	1/2.5	17.99	1/10
7.78	1/5	20.72	1/10
9.87	1/5	23.38	1/10

Bajo estas condiciones, se procedió a caracterizar las propiedades de coherencia temporal de la emisión del medio aleatorio.

## Interferómetro

Una de las técnicas de interferometría más útiles para medir propiedades de coherencia temporal es el interferómetro de Michelson (véase [Figura 3.3](#)). Se analizó la radiación emitida a un ángulo arbitrario ( $\theta \approx 52^\circ$ ), para ello se colimó esta emisión con la finalidad de obtener un frente de onda plano. También se utilizó una trampa de luz y un filtro notch centrado en  $\lambda = 532nm$  para reducir tanto el tamaño del haz (hasta  $\approx 7mm$ ) como el ruido producido por reflexiones de los pulsos del láser al incidir en los distintos espejos del arreglo. Esta configuración permitió que la luz analizada con el interferómetro correspondiera únicamente a la emitida por el medio aleatorio.



**Figura 3.3:** Arreglo experimental: el medio aleatorio (MA) es excitado con un láser pulsado (ND:YAG@532), la emisión de la luz es simétrica respecto a la dirección de incidencia en el plano perpendicular al eje de la celda cilíndrica, que es coplanar con el plano del interferómetro. La luz emitida a un ángulo arbitrario es desviada por un espejo (E) hacia una trampa de luz (TL) y un filtro notch (FN) para reducir el tamaño del haz, el cual es enviado hacia un interferómetro de Michelson para ser analizado.

Para producir interferencia, uno de los espejos del interferómetro permaneció fijo  $M_1$ , mientras que el otro,  $M_2$ , se podía desplazar. Ésto con la finalidad de modificar la diferencia de camino óptico recorrido por los sub-haces dentro del interferómetro y observar el comportamiento de las propiedades de coherencia temporal ante dichos cambios.

## Distribución de Intensidades y Factor de calidad

La distribución espectral de la emisión del medio aleatorio se obtuvo utilizando un espectrómetro OceanOptics lKHR400.

Se obtuvo el perfil de intensidades a distintas energías de bombeo colocando una fibra óptica entre el filtro notch y el interferómetro. La señal recibida por la fibra era enviada al espectrómetro, el cual a su vez enviaba la información a una computadora. Se tomaron

entre 5 y 7 espectros por cada energía de bombeo, se obtuvo un perfil promedio y se determinó el ancho espectral a media altura (Full Width at Half Maximum, FWHM) en cada caso. También se determinó la longitud de onda central de emisión, por lo que fue posible medir el factor de calidad respectivo.

## **Adquisición y procesamiento de datos**

La adquisición de datos se hizo mediante fotografías tomadas con una cámara Fujifilm D40X colocada a la salida del interferómetro, se permitió que la luz incidiera directo en el CCD. Se tomaron entre 25 y 30 fotografías para cada valor de energía de bombeo, las cuales fueron analizadas con el software libre ImageJ, específicamente, se obtuvo el patrón de intensidades dentro de una región específica. Para el análisis, únicamente se tomaron en cuenta aquellas imágenes que mostraban una distribución de intensidades muy parecida, el programa despliega los valores de intensidad en escala de grises.

La saturación del CCD se evitó de la siguiente manera: se quitaron las lentes de la cámara para tener una máxima apertura, se dejó fijo el valor de ISO en 1600 (condiciones de poca luz), por lo que la calidad de las imágenes dependían de los tiempos de exposición empleados. los detalles de la configuración de la cámara se explican en el apéndice A.

---

# Capítulo 4

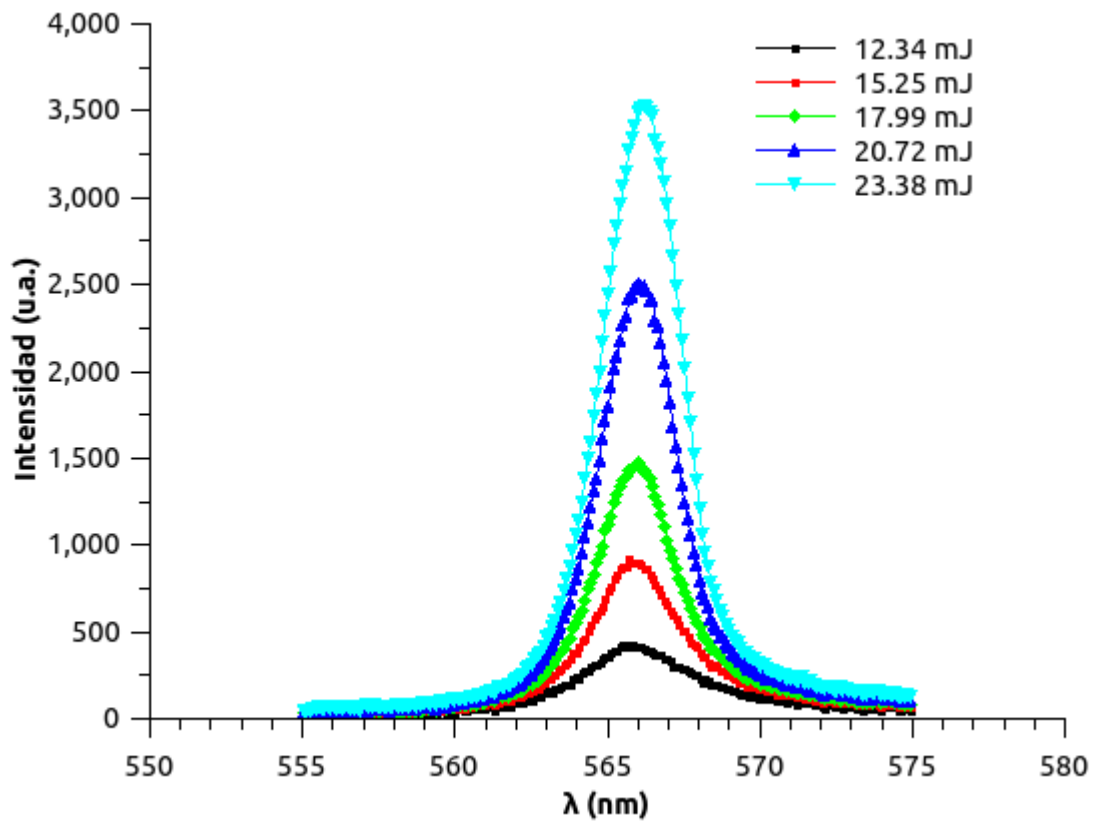
## Resultados y análisis

En este capítulo se muestran y describen los resultados obtenidos mediante el procesamiento de las imágenes obtenidas en cada experimento realizado. A cada parámetro medido le corresponde una sección, en la cual se explican los detalles tanto del arreglo experimental como del proceso de análisis de imágenes. También se incluye un análisis en cada sección. Al final del capítulo, se muestra un análisis general.

Nuestra configuración experimental permitió obtener una emisión de luz aleatoria, siendo la energía de bombeo el único parámetro independiente capaz de modificar las propiedades de coherencia de dicha emisión.

### 4.1. Espectro de emisión y ancho espectral

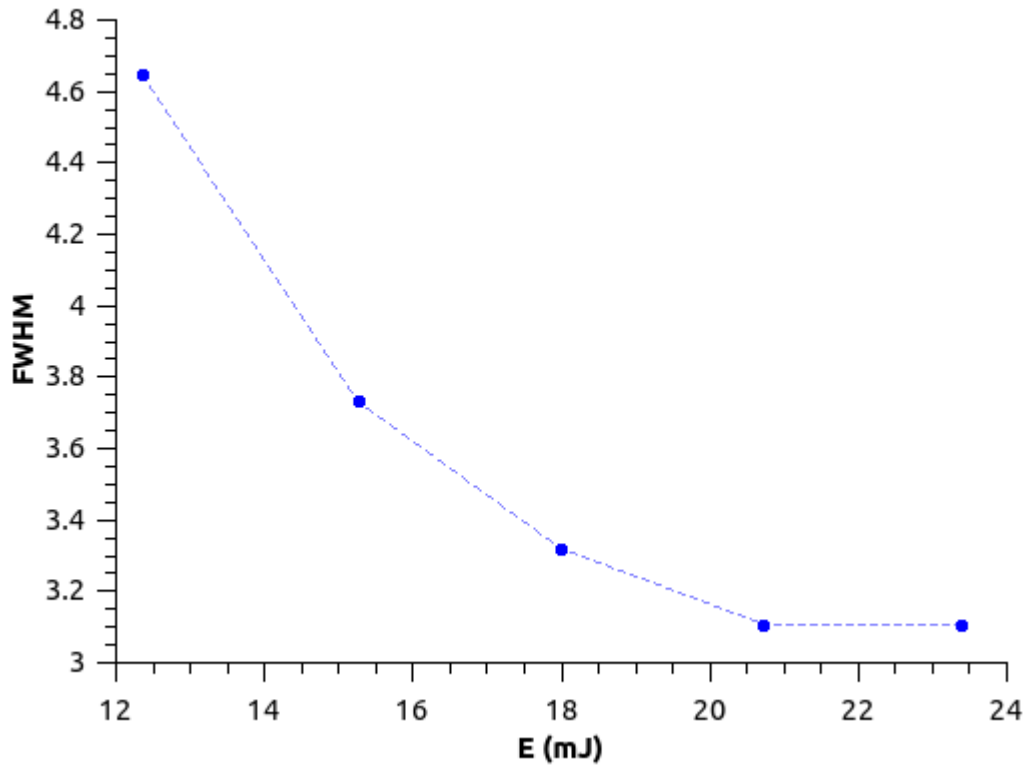
Al analizar una porción aleatoria de la emisión, el espectro de emisión resultó poseer una gran estabilidad al variar la energía de bombeo. Es decir, la longitud de onda central  $\lambda_0$  permaneció constante para todas las energías empleadas:



**Figura 4.1:** Espectro de emisión LA como función de la energía de bombeo. La longitud de onda central tiene un valor  $\lambda_0 = 566.08$  nm

En la [Figura 4.1](#) se puede observar que el único cambio en el espectro de emisión del medio aleatorio se presenta en la intensidad de dicha emisión. Los máximos de intensidad se presentan para la misma longitud de onda  $\lambda_0$ .

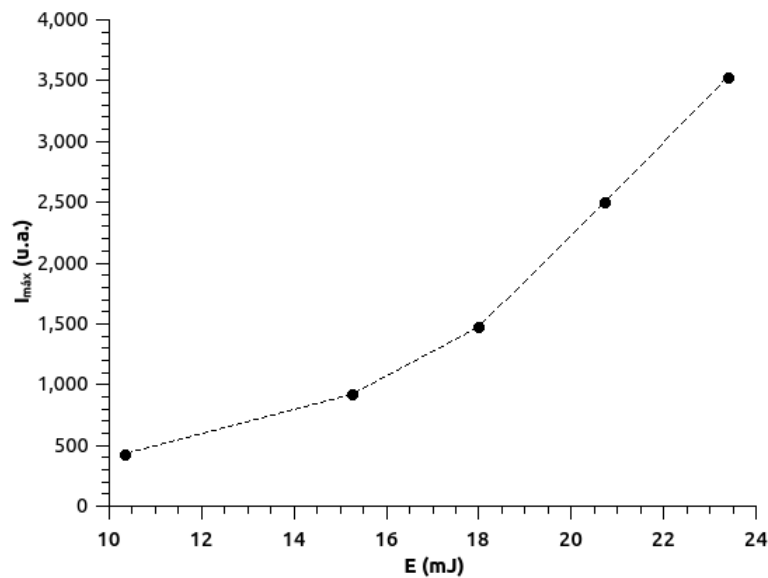
Los espectros de emisión pueden darnos aún más información. Específicamente, se puede determinar el FWHM en cada caso:



**Figura 4.2:** FWHM como función de la energía de bombeo.

El valor del FWHM disminuye al aumentar la energía de bombeo. Nótese que después de los 15mJ el valor de este parámetro alcanza un valor mínimo, el cual parece permanecer constante al aumentar la energía de bombeo (Figura 4.2).

El que la longitud de onda central  $\lambda_0$  sea la misma independientemente de la energía de bombeo y que el ancho espectral se reduzca al incrementar dicha energía nos indica que se logra un mejor acoplamiento coherente entre los fotones de excitación y las moléculas de pigmento (medio activo), dando lugar a una emisión cuasi-monocromática. Más aún, al graficar los máximos de intensidad como función de la energía de bombeo, se observa lo siguiente:

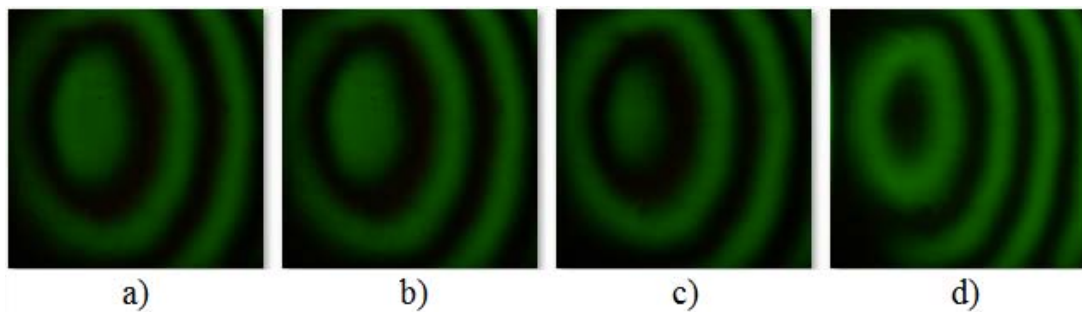


**Figura 4.3:** Máximos de intensidad y energía de bombeo

En la figura [Figura 4.3](#) se puede observar que existe un cambio en la pendiente de la curva alrededor de los 15 mJ de energía de bombeo. Este cambio nos indica que se ha alcanzado la condición de inversión de población y por lo tanto el medio aleatorio comienza a lasear. De ser este el caso, falta determinar si dicho laseo posee propiedades de coherencia. Para ello se hace el análisis de la emisión con un interferómetro de Michelson.

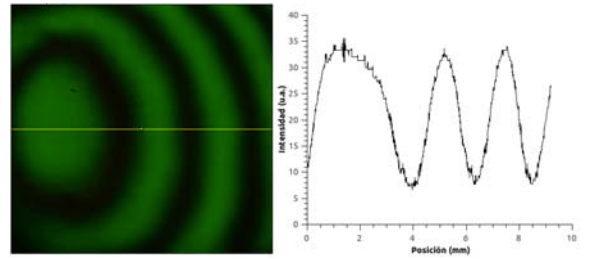
## 4.2. Interferencia

El arreglo experimental mostrado, una vez alineado, permitió formar patrones de interferencia como los que se muestran en la [Figura 4.4](#):

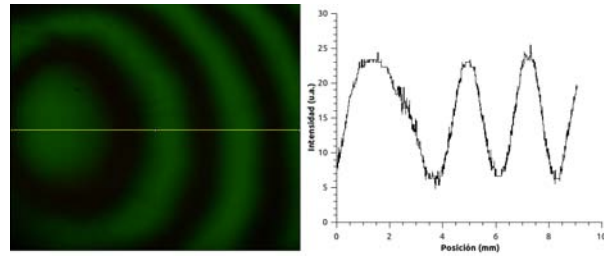


**Figura 4.4:** Cambio en el patrón de franjas de acuerdo a la posición del espejo  $M_1$ .

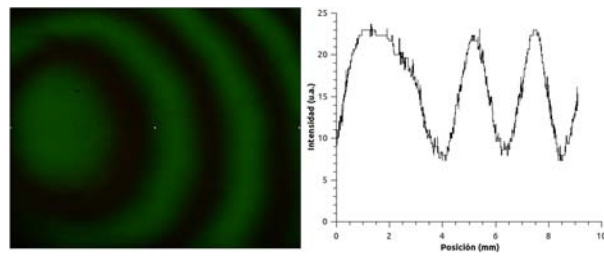
Al cambiar la energía de bombeo, se obtienen patrones de interferencia como los que se muestran a continuación:



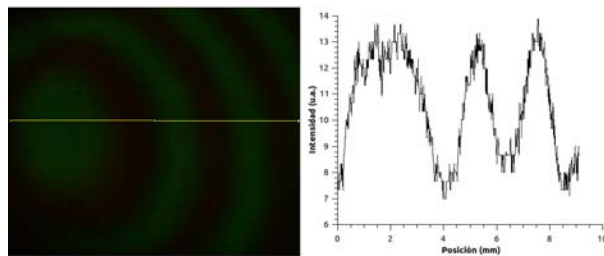
(a)



(b)



(c)



(d)

**Figura 4.5:** Patrón de interferencia RL para distintas energías. Nótese que se produce un patrón de interferencia independientemente de la energía de bombeo. *Nota:* la línea amarilla corresponde al perfil que se muestra en el lado derecho.



En la [Figura 4.5](#) se puede observar que los patrones de interferencia RL tienen un alto contraste. La intensidad de estos patrones cambia según la energía de bombeo pero en todos los casos, se aprecia un alto contraste. La estabilidad de los patrones permitió obtener varias imágenes para cada energía de bombeo.

Es importante destacar que los patrones de interferencia se obtuvieron para distintas energías de bombeo tanto menores como a la energía en la que se presenta la inversión de población, se acuerdo a la [Figura 4.3](#). En otras palabras, la emisión aleatoria posee propiedades de coherencia temporal incluso sin ser una emisión tipo láser.

### 4.3. Visibilidad de franjas

La visibilidad de franjas se define como el cociente de la diferencia de intensidades máximas y mínimas entre la suma de las mismas (ver [Ec. 2.23](#)) y es un parámetro que nos permite hacer una comparación directa entre la emisión del medio aleatorio y la de un láser. En la [Figura 4.6](#) se puede observar cómo cambia la visibilidad de franjas en función de la energía de bombeo:

Nótese que en la [Figura 4.6](#) se a partir de los 15 mJ de energía de bombeo el comportamiento parece ser constante. En otras palabras, para energías de bombeo mayores o iguales a 15 mJ, el medio activo alcanza un punto de saturación.

### 4.4. Factor de Calidad

El factor de calidad  $Q$  ([Ec. 2.16](#)) nos permite observar el comportamiento de la ganancia óptica en el medio activo, pues entre más acoplamiento coherente entre los fotones de excitación y los absorbentes saturables, se tienen mayores emisiones estimuladas y amplificación de la radiación, dando como resultado la reducción del ancho espectral y, por lo tanto, el valor de  $Q$  incrementa (véase [Figura 4.7](#)).

Recordando que el factor de calidad  $Q$  se define como

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu},$$

se obtuvo la siguiente gráfica

El factor de calidad  $Q$  también alcanza un valor máximo alrededor de los 15 mJ de energía de bombeo por pulso. Después de dicho valor, no hay incrementos en  $Q$  sino una disminución en su valor. Al igual que en el caso de la visibilidad de franjas, este resultado nos

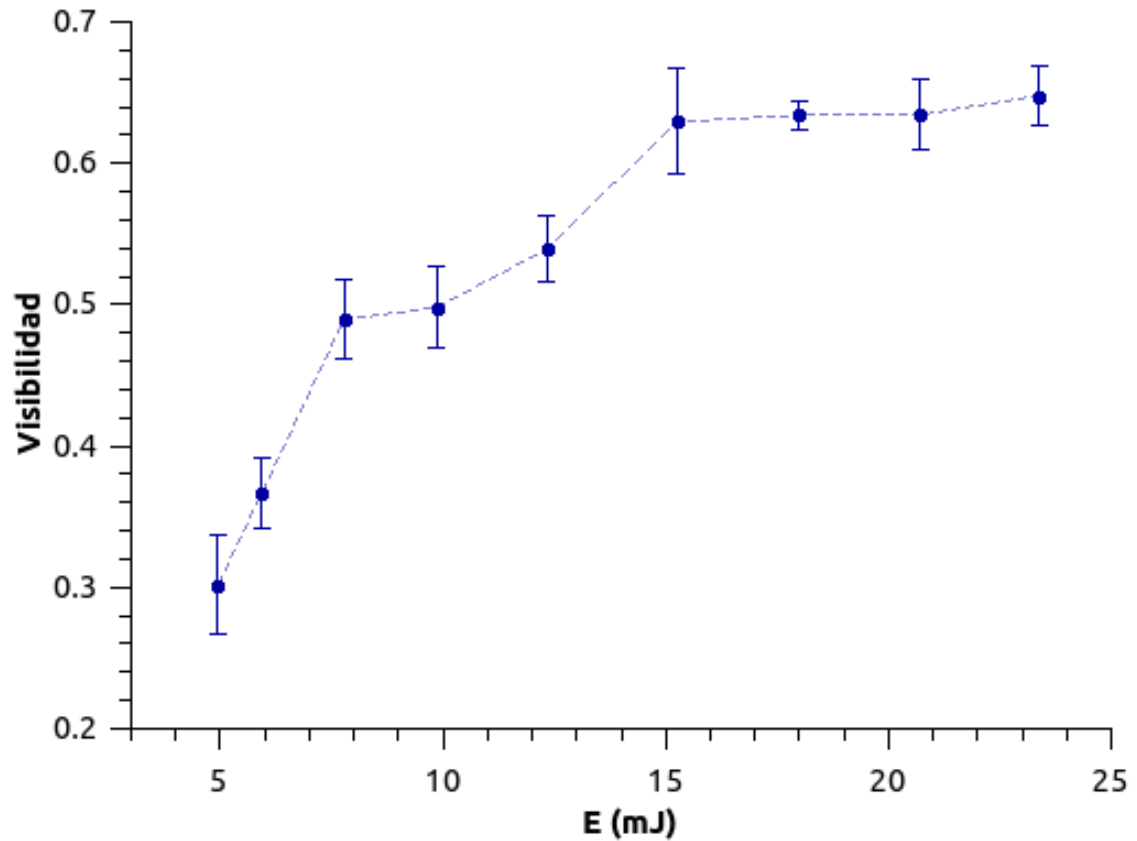


Figura 4.6: Visibilidad de franjas para los patrones de interferencia RL

dice que se alcanza un máximo en la ganancia del medio aleatorio alrededor de los 15 mJ, o bien, se alcanza la máxima eficiencia de este medio aleatorio.

La curva del factor de calidad  $Q$  indica cómo es el comportamiento de la ganancia óptica al variar la energía de excitación y muestra que al incrementar la energía de bombeo, el balance entre fotones de excitación, elementos esparcidos y absorbentes saturables, aumenta la eficiencia del medio hasta llegar a un valor máximo o punto de saturación.

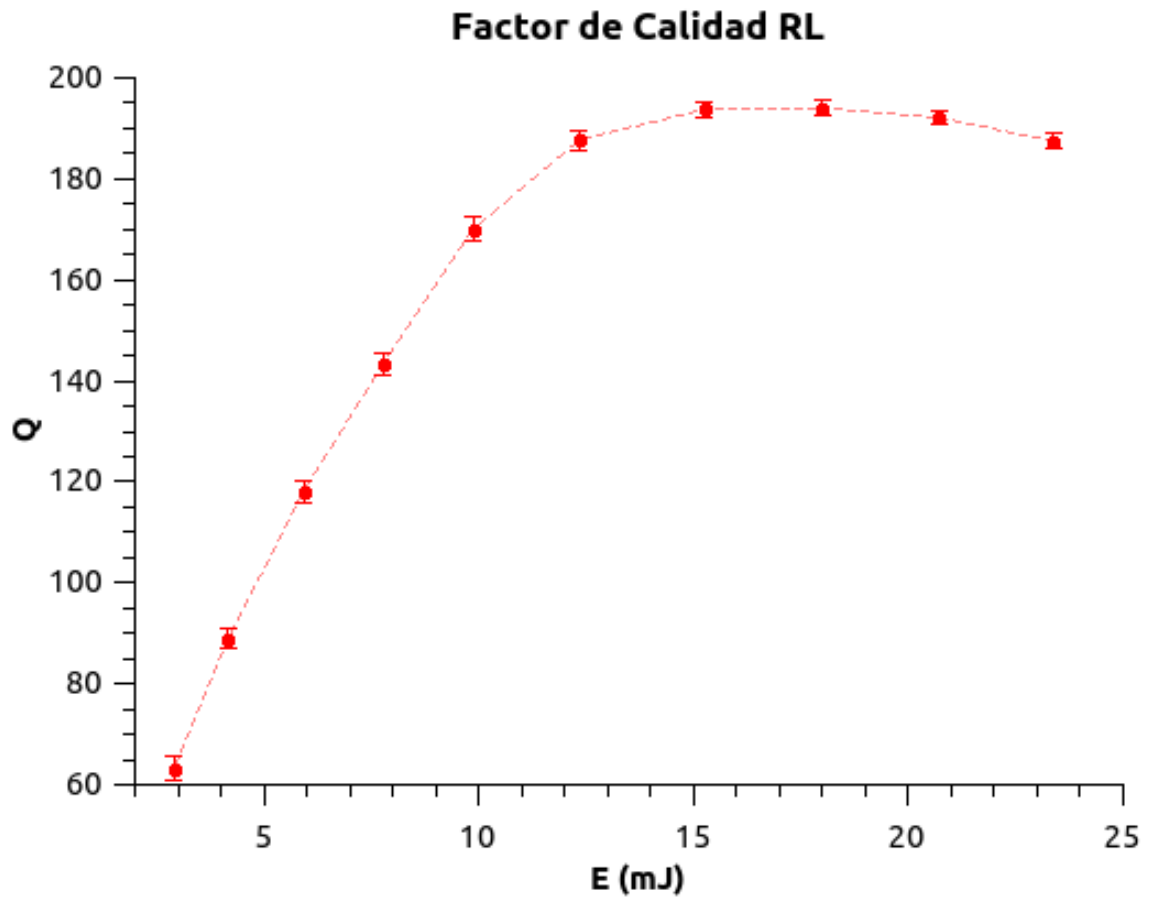


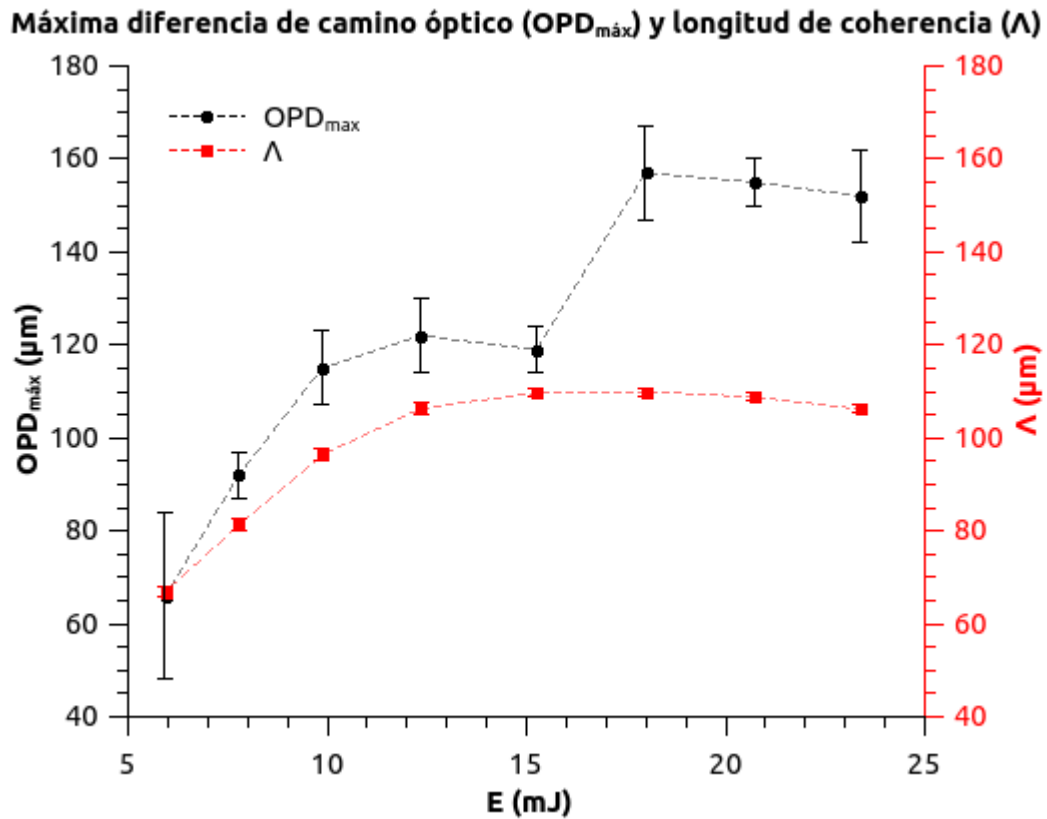
Figura 4.7: Curva de ganancia LA.

## 4.5. Longitud de coherencia

El desplazamiento relativo  $h$  entre los espejos del interferómetro de Michelson nos permitió determinar la máxima diferencia de camino óptico ( $OPD_{max}$ ) para el cual se tiene una superposición coherente entre los sub-haces dentro del interferómetro. Así como la longitud de coherencia del campo de radiación analizado:

La longitud de coherencia alcanza un valor máximo alrededor de los 15 mJ en energía de bombeo. Para la máxima diferencia de camino óptico también se tiene un comportamiento interesante alrededor de dicha energía, pues a partir de ésta se alcanza un valor máximo, el cual disminuye al aumentar la energía de bombeo.

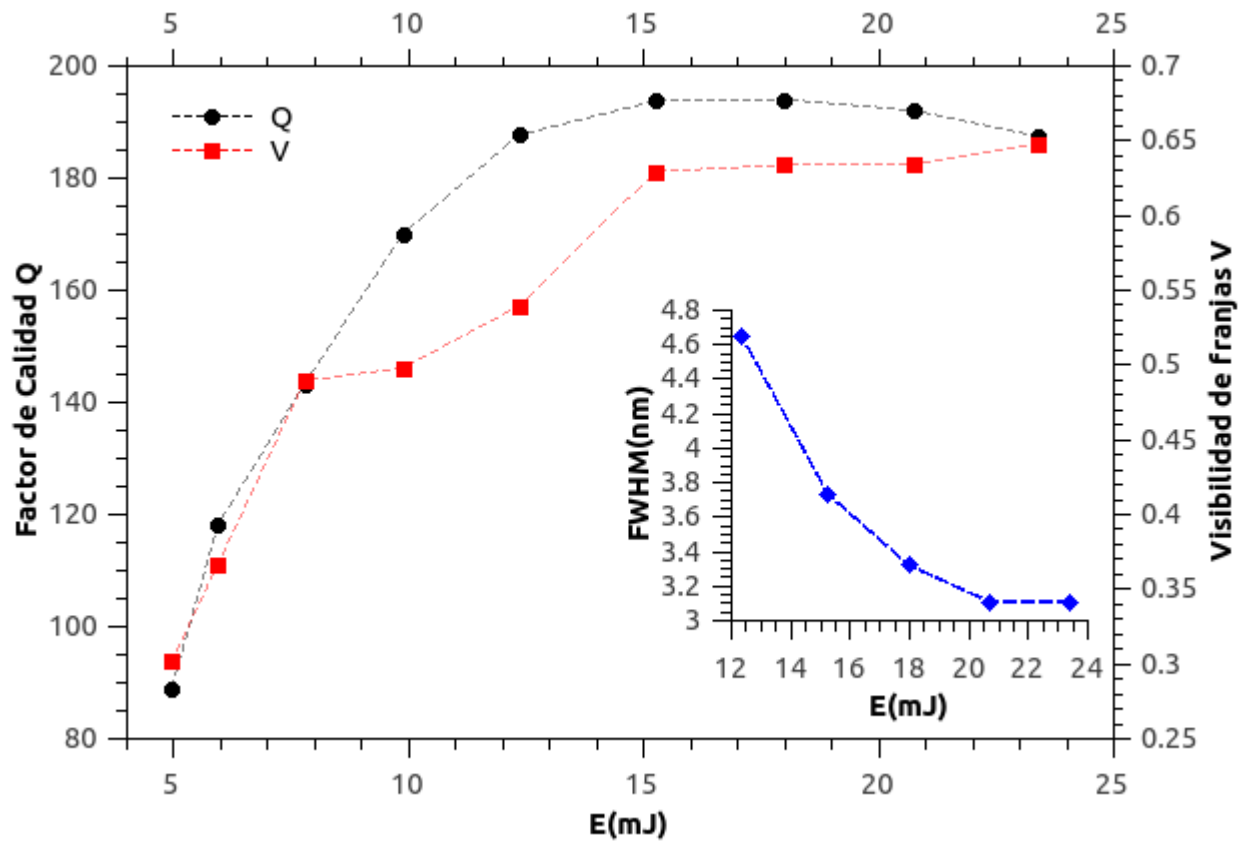
Para todos los parámetros encontrados se encuentra que a partir de los 15 mJ, no hay



**Figura 4.8:** Máxima diferencia de camino óptico ( $OPD_{max}$ ) y longitud de coherencia  $\Lambda$  ( $\Lambda$ ). Nótese cómo existe una correlación entre  $OPD_{max}$  y  $\Lambda$ , es decir, para entre mayor sea la máxima diferencia de camino óptico en la cual se puede observar interferencia, la longitud de coherencia también es mayor.

incremento en el valor de éstos o una disminución significativa en el caso del FWHM de los picos de emisión. Ahora, el valor máximo de todos los parámetros también coincide para la misma energía de bombeo para después comportarse de manera constante.

Nótese que el valor máximo para  $Q$  y  $V$  y el valor mínimo para el FWHM se alcanza alrededor de la misma energía de bombeo (Figura 4.9). En todos los parámetros medidos, el valor de 15 mJ para energía de bombeo representa un punto importante a partir del cual las respectivas curvas cambian su comportamiento: se alcanza un valor máximo a partir del cual ya no se tienen incrementos (decrementos, en el caso del FWHM) o se tiene un comportamiento constante (punto de saturación). Es decir, la energía de bombeo  $E = 15$  mJ representa el umbral de laseo RL para el medio aleatorio empleado en los experimentos.



**Figura 4.9:** Comparación entre el factor de calidad Q, la visibilidad de franjas V y el ancho espectral a media altura FWHM para el fenómeno LA.

El aumento en el valor de la longitud de coherencia y la máxima diferencia de camino óptico significa que la diferencia de fase entre los fotones emitidos de manera aleatoria se reduce al incrementar la energía de bombeo. Es decir, la longitud de camino óptico recorrido por dichos fotones de dentro del medio aleatorio es prácticamente la misma.

## 4.6. Síntesis de resultados

Los resultados obtenidos en el análisis sobre la coherencia temporal del medio aleatorio, aunados a los estudios reportados en la literatura, nos permiten establecer una equivalencia entre la radiación emitida por un medio aleatorio efectivo y la emisión láser:

- La emisión del medio aleatorio no es unidireccional, sino que se tiene emisión de radiación en múltiples direcciones. Dado que esta emisión posee una simetría espec-

tral angular, la dirección de la misma puede ser seleccionada por quien desarrolle el experimento. Las propiedades espectrales de la emisión no cambian con la dirección seleccionada, por lo que se espera que las propiedades de coherencia sean equivalentes independientemente de la dirección.

- El medio esparcidor sustituye a la cavidad resonante. La concentración y tamaño de las nanopartículas seleccionan la longitud de onda de la emisión dentro del espectro de fluorescencia de la R6G. Además promueve el fenómeno de esparcimiento múltiple, mecanismo mediante el cual se excitan las moléculas de pigmento y que, a su vez, produce emisión de fotones por decaimientos estimulados.
- El aporte de este trabajo de tesis es respecto a la coherencia del medio aleatorio. Encontramos que, efectivamente, la radiación emitida por el medio aleatorio posee propiedades de coherencia temporal. La visibilidad de las franjas en el patrón de interferencia puede llegar a ser tan alta como la de un láser, en este caso alcanzamos visibilidades hasta alrededor de 0.70, siendo que el valor máximo es de 1 y corresponde a emisiones láser. El comportamiento de los parámetros medidos nos permite establecer las condiciones a las cuáles el balance entre fotones de excitación, elementos esparcidores y absorbentes saturables es el más eficiente, pues en todas las curvas se observan cambios notables en el comportamiento de dichos parámetros. Debido a esto, fue posible encontrar el umbral láser con gran precisión.

La longitud de coherencia calculada para esta emisión ( $\approx 105 \mu m$ ) no es comparable con las de un láser ( $\sim 10^{-2} - 10^4 m$ ). Sin embargo, al colimar la emisión para obtener un frente de onda plano, la coherencia entre los fotones que conforman la emisión se mantiene.

El comportamiento de la emisión del medio aleatorio en campo lejano es similar al de un láser. Al analizar la emisión LA con técnicas de interferometría se obtienen resultados que son característicos de las emisiones láser. En particular, en este trabajo se pudo observar que la emisión LA posee una alta coherencia temporal.

---

## Capítulo 5

# Conclusiones y trabajo futuro

El balance adecuado entre la cantidad de absorbentes saturables, elementos esparcidos y energía de excitación permite obtener emisión de radiación estable y con un ancho espectral tan reducido que se puede considerar como monocromática. Además, las propiedades de coherencia temporal que la radiación emitida posee permiten realizar estudios de interferometría similares a los que se realizan con láseres.

Al analizar la radiación aleatoria con técnicas de interferometría, se encontró que, para un medio aleatorio efectivo, las propiedades de coherencia temporal dependen únicamente de la energía de excitación. Al variar este parámetro independiente dentro de un rango de valores específico, se observó que existe un valor característico de energía de bombeo al cual todos los parámetros medidos de coherencia temporal presentan cambios en su comportamiento. Es decir, fue posible determinar la energía umbral a partir de la cual se obtiene una emisión de radiación equivalente a la de un láser. Más aún, también fue posible encontrar la energía de saturación; en este caso, los parámetros adquieren un comportamiento casi constante y no es posible obtener más ganancia óptica en el medio aleatorio efectivo. Esta segunda energía encontrada corresponde a la energía de máxima eficiencia del medio.

La radiación del medio aleatorio aún no está caracterizada por completo. El objetivo es obtener más información acerca de las siguientes propiedades de este tipo de radiación:

- Coherencia espacial.
- Difracción. Durante el desarrollo de este trabajo de tesis, pudimos observar que la radiación RL posee propiedades de coherencia espacial, así mismo, notamos que la

polarización de la radiación difiere de la polarización de los pulsos de excitación.

- Construir un láser de Letokhov. Es decir, un medio aleatorio en el que el mismo tipo de partículas sean el medio esparcidor y el medio activo simultáneamente de tal forma que el conjunto de estas propiedades den lugar a la amplificación de la radiación por emisión espontánea.
- Utilizar nanopartículas híbridas o compositos físico-químicamente estables como medio activo con la finalidad de mejorar la eficiencia de un LA.

Adicionalmente, las potenciales implementaciones prácticas de la radiación LA son daño de superficies, producción de imágenes de alta resolución libres de ruido, detección de daño mecánico superficial de sistemas analíticos de tipo biológico para observar cambios a escala molecular.

Una vez caracterizada la fuente de radiación será posible determinar los alcances de la misma en posibles implementaciones tanto en el área científica como tecnológica.



---

# Bibliografía

- [1] Diederik S. Wiersma. *The physics and applications of random lasers*. Nature Physics. **4** p.p. 359-367 (2008)
- [2] V. S. Letokhov. *Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53** p.p. 1442–1447 (1967); Sov. Phys. JETP **26** 835–840 (1968)
- [3] Daniel Rings, Romy Schachoff, Marcus Selmke, Frank Cichos, and Klaus Kroy. *Hot Brownian Motion*. Phys. Rev. Lett. **105** 090604 (2010)
- [4] V. M. Markushev, V. F. Solin, and Ch. M. Broskina. *Luminiscence and stimulated emission of neodymium in sodium lanthanum molybdate powders*. Kv. Elek. **13**, p.p. 427-430 (1986)
- [5] N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes and E. Sauvain. *Laser action in strongly scattering media*. Nature (London) **368** 436 (1994)
- [6] A. M. Brito-Silva, André Galembeck, Anderson S. L. Gomes, Alcenisio J. Jesus-Silva, and Cid B. de Araújo. *Random laser action in dye solutions containing Stöber silica nanoparticles* Journal of Applied Physics. **108** No. 033508 (2010)
- [7] F. Tenopala-Carmona. *Estudio angular del espectro de emisión de un láser aleatorio*. Universidad Nacional Autónoma de México (2013)
- [8] F. Tenopala-Carmona, C. García-Segundo, Natanael Cuando-Espitia, and Juan Hernández-Cordero. *Angular distribution of random laser emission*. Opt. Lett. **39** 3 p.p. 655-658 (2014)
- [9] Diederik Weirisma. *The smallest random laser*. Nature **406**, 132-135 (2000)

- 
- [10] Meint P. Van Albada and Ad Langendijk. *Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium*. Phys. Rev. Lett. **55**, 24 (1985)
- [11] K. A. Stacey. *Light-scattering in Physical Chemistry*. London: Butterworths Scientific Publications, 1956.
- [12] Diederik Wiersma. *Random lasers as fascinating new light sources*. Proc. SPIE 6320, Complex Photonic Media, 632007 (2006)
- [13] B. Redding, M. A. Choma, and H. Cao. *Spatial coherence of random laser emission*. Opt. Lett. **36** 17 p.p. 3404-3406 (2011)
- [14] M. A. Noginov, S. U. Egarievwe, N. Noginova, H. J. Caulfield, J. C. Wang. *Interferometric studies of coherence in a powder laser*. Optical Materials **12** p.p. 127-134 (1999)
- [15] Vassillis M. Papadakis, Andreas Stassinopoulos, Demetrios Anglos, Spiros H. Anastasiadis, Emmanuel P. Giannelis, and Dimitris G. Papazoglou. *Single-shot temporal coherence measurements of random lasing media*. J. Opt. Soc. Am. B **24** 1 p.p. 31-36 (2007)
- [16] R. Paschotta. *Field Guide to lasers*. SPIE Press, Bellingham, WA (2008)
- [17] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books. Mill Valley, California (1986)
- [18] J. W. Goodman. *Statistical Optics*. John Wiley & sons, Inc. (2000)
- [19] F. J. Duarte. *Tunable Laser Optics*. CRS Press, Taylor & Francis Group, 2015.
- [20] S. Gottardo. *Tunable photonic materials and random lasers*. PhD thesis, Università degli studi di Firenze & European Laboratory for Nonlinear Spectroscopy (LENS) (2004)
- [21] M. Villagrán M. *Láseres de colorante pulsados para fines didácticos*. Rev. Mex. Fís. Vol. 41, No. 3, p.p. 419-430 (1995)
- [22] C. V. Shank. *Physics of dye lasers*. Rev. Mod. Physics. Vol. 47, No. 3, p.p. 649-657 (1975)
- [23] M. Fernández, R. Rangel. *Diseño y construcción de láseres de pigmento*. Rev. Méx. de Fís. **36** 1 p.p. 118-130 (1990)

- 
- [24] C. F. Bohren, D. R. Huffmann. *Absorption and Scattering of Light by Small particles*. John Wiley & Sons (2009)
- [25] A. Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media. Single scattering and transport theory*. Academic Press, New York (1978)
- [26] Diederik S. Wiersma and Ad Lagendijk. *Light diffusion with gain and random lasers*. Phys. Rev. E Vol. 54, No. 4, p.p. 4256-4265 (1996)
- [27] L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press. Primera edición, 1995.

---

# Apéndice A

## Fotografía digital

Para que una cámara forme una imagen es necesario que sobre el sensor incida luz, este proceso de incidencia es denominado como *exposición*.

La Exposición es una magnitud física definida como el producto de la iluminación del sensor  $I$  y el tiempo  $t$  en el que ocurre el proceso

$$\text{Exposicion} = E_v t \quad (\text{A.1})$$

La exposición del sensor está relacionada con el *rango dinámico*, el cual representa la gama tonal de luces y sombras (incluyendo RGB). En el mundo de la fotografía a ésto se le llama *histograma* (véase Figura A.1):

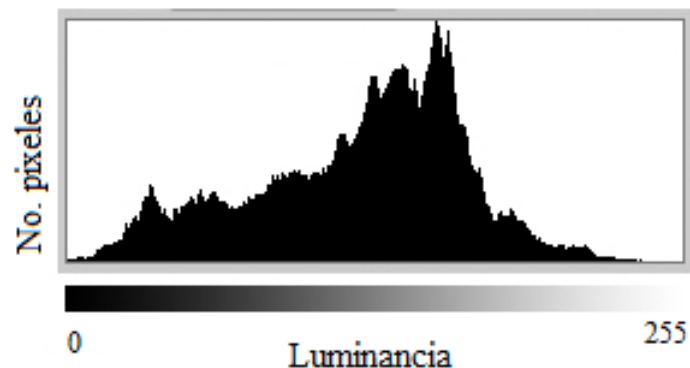


Figura A.1: Histograma de tonalidades.

En el histograma, los tonos negros o sombras están a la izquierda, mientras que los blancos o luces están a la derecha. En una fotografía se busca que las tonalidades de la imagen estén en la región intermedia, es decir, que exista un balance entre las sombras y las luces.

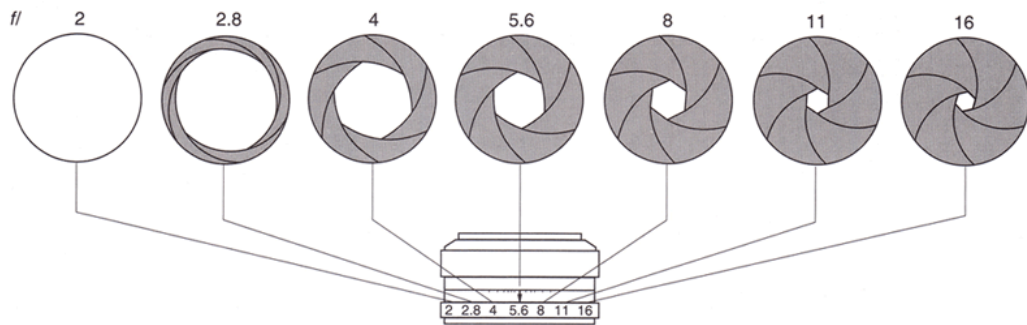
La calidad de una fotografía está determinada por tres parámetros: apertura, ISO y velocidad de disparo. Si el balance entre estos tres parámetros no es adecuado, pueden obtenerse imágenes subexpuestas (si sobre el sensor no incide suficiente luz), sobreexpuestas (si sobre el sensor incide demasiada luz).

## Apertura

La apertura de la cámara controla el área sobre la cual la luz atraviesa el sistema de lentes. Se especifica en términos del *número f*, denotado como  $N$ , el cual es una relación entre la distancia focal  $F$  de la lente objetivo y el diámetro  $D$  de la misma:

$$N = \frac{F}{D} \quad (\text{A.2})$$

La lente objetivo de la cámara es el mecanismo que controla la apertura de la misma (Figura A.2).

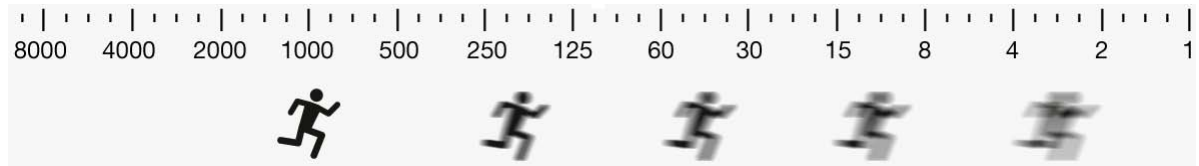


**Figura A.2:** Apertura de una cámara

## Velocidad de disparo

Determina cuando el sensor de la cámara se abre o se cierra ante la luz incidente en la cámara. Este parámetro se refiere al tiempo en el cual la luz incide sobre el sensor, también es conocido como *tiempo de exposición* y tiene una relación 1:1 con la cantidad de luz que entra a la cámara. Por ejemplo, cuando el tiempo de exposición se aumenta al doble, la cantidad de luz que entra a la cámara también se duplica.

Comúnmente, la velocidad de disparo se utiliza para “congelar” o “dar seguimiento” al movimiento del evento que se desea capturar (véase [Figura A.3](#)).



**Figura A.3:** E

fecto de la velocidad de disparo en una imagen (los valores mostrados representan fracciones de segundo: 8000=1/8000s)

## ISO

Este parámetro controla la sensibilidad del sensor ante la luz incidente. Al igual que la velocidad de disparo, tiene una relación 1:1 con la exposición a la luz. Sin embargo, a diferencia de la apertura y el tiempo de exposición, es común trabajar con valores de ISO lo más bajos posible, debido a que el ruido incrementa notablemente al aumentar el valor de este parámetro (véase [Figura A.4](#)). Este valor se determina según qué tan iluminado sea el espacio de trabajo.



**Figura A.4:** Efecto del cambio de ISO en la calidad una imagen (el aumento en el valor de ISO es de izquierda a derecha).

La combinación adecuada de estos tres parámetros es conocido como *triángulo de exposición* (Figura A.5). No existe una combinación “correcta” en los valores de apertura, ISO y velocidad de disparo, lo que se busca en una imagen es capturar una imagen que proporcione información real sobre una escena. En el caso particular de esta tesis, la combinación de estos parámetros se hizo para extraer información sobre las propiedades de coherencia temporal de un campo de radiación.

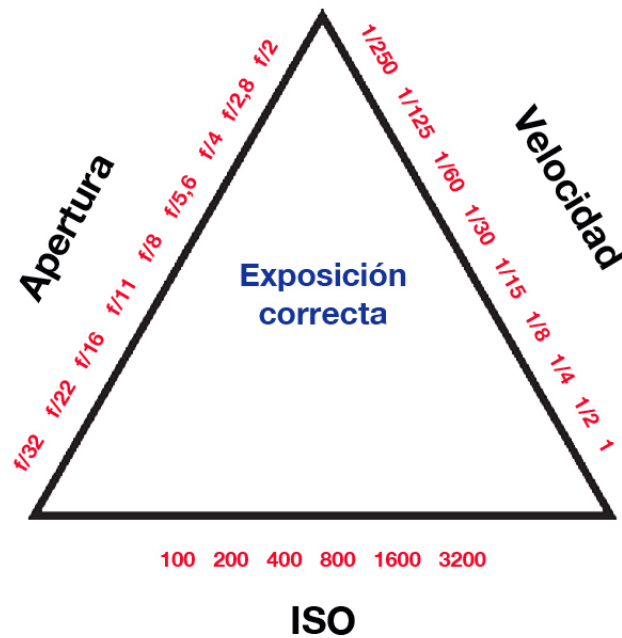


Figura A.5: Triángulo de Exposición.