



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
**POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS**

**PROPIEDADES ÓPTICAS NO-LINEALES DE NANO  
COLOIDES DIELECTRICOS: EFECTOS DE TAMAÑO DE  
PARTÍCULA Y CONCENTRACIÓN.**

**TESIS**

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
**MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)**

PRESENTA:

**MARIA MONSERRAT ALVAREZ ORTIZ**

**TUTOR**

DRA. KAREN VOLKE SEPULVEDA (IF)

**MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR**

DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA (CCADET)  
DR. ALEJANDRO VÁSQUEZ ARZOLA (IF)

MÉXICO, D. F. Enero 2017.

CIUDAD UNIVERSITARIA



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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.

*"Un hombre no es otra cosa que lo que hace de sí mismo."*  
Jean-Paul Sartre



# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>v</b>
<b>1 Teoría</b>	<b>1</b>
1.1 Óptica No-Lineal . . . . .	1
1.1.1 Efecto Kerr . . . . .	3
1.1.2 Auto-enfocamiento . . . . .	5
1.2 Solitones espaciales . . . . .	7
1.3 Propiedades de auto-enfocamiento en medios coloidales . . . . .	10
<b>2 Caracterización de propiedades no-lineales.</b>	<b>13</b>
2.1 Técnica de Z-scan . . . . .	13
2.2 Modelos locales y no locales . . . . .	15
2.2.1 Modelo de Sheik Bahe . . . . .	16
2.2.2 Modelos de lentes térmicas . . . . .	16
2.3 Desarrollo experimental . . . . .	18
2.3.1 Resultados experimentales . . . . .	19
<b>3 Caracterización de auto-enfocamiento</b>	<b>25</b>
3.1 Montaje Experimental . . . . .	25
3.2 Análisis y Resultados . . . . .	27
3.2.1 Efectos de concentración . . . . .	28
3.2.2 Efectos de tamaño . . . . .	36
<b>4 Conclusiones</b>	<b>45</b>
<b>A Fuerzas Ópticas</b>	<b>47</b>
<b>B Análisis de Datos mediante MatLab</b>	<b>51</b>
B.0.3 Ajuste Gaussiano . . . . .	52
B.0.4 Evolución temporal . . . . .	55

**Bibliografía**

**59**

# Introducción

La óptica es la rama de la física que estudia el comportamiento de la luz y su interacción con la materia, la cual podemos dividir en fenómenos lineales y no-lineales.

La interacción de la luz con la materia que no modifica las propiedades de la onda incidente se conoce como fenómenos ópticos lineales, y se presentan cuando la intensidad de la luz es relativamente baja.

Por otra parte, un fenómeno no-lineal ocurre cuando alguna de las propiedades ondulatorias de la luz se ven modificadas, como consecuencia de la interacción de la materia y la onda electromagnética, con la invención del laser fue posible obtener fuentes de luz de altas intensidades, dando lugar a la observación de fenómenos ópticos no-lineales.

Existen diversos materiales cuyo comportamiento cambia en función de la intensidad de la luz incidente, un ejemplo de estos materiales son los coloides. Un coloide es una mezcla heterogénea donde al menos una de las entidades deben tener una escala de longitud entre  $1\text{nm}$  y  $1\mu\text{m}$ . Las soluciones coloidales forman un sistema de al menos dos fases, en nuestros objetos de interés (muestras nanocoloidales dieléctricas) las partículas nanométricas serán la fase dispersa y el medio (agua destilada) la fase continua.

Los coloides presentan efectos no-lineales interesantes como el auto-enfocamiento o la formación de solitones, estos efectos han sido estudiados por ejemplo en [1, 2, 3], donde se muestran por primera vez los efectos no-lineales observados en muestras de este tipo, por otra parte en [4, 5, 6] se comenzaron a realizar modelos que explicaron dichos efectos.

En trabajos más recientes [7] se han observado efectos de auto-enfocamiento en muestras coloidales dieléctricas, con distancias de propagación mayores a las que observó Ashkin por primera vez, lo que convirtió a estas muestras de gran interés para su estudio, de donde el propósito de este trabajo es conocer las condiciones experimentales que optimizan el auto-enfocamiento en esta clase de muestras, teniendo en cuenta sus propiedades no-lineales, además conseguir mediante estas optimizaciones solitones ópticos espaciales.

El siguiente trabajo está organizado de tal manera que en el capítulo 1 se da una breve introducción de los conceptos básicos de óptica no-lineal. En el capítulo 2 se explicará en que consiste la técnica de Z-scan, para caracterizar propiedades no-lineales de muestras en general, así como la parte experimental y sus resultados correspondientes a la no-linealidad de las muestras usadas. En el capítulo 3 se describe el montaje experimental y los resultados correspondientes a los haces auto-enfocados logrados en las distintas muestras. Finalmente en el capítulo 4 se puntualizan las conclusiones más importantes.



# Capítulo 1

## Teoría

Las propiedades de los coloides en equilibrio pueden variar debido a las propiedades de la fase continua así como por la interacción efectiva entre un potencial aplicado y la fase dispersa. En general estudios en sistemas dispersivos con condiciones fuera del equilibrio pueden revelar comportamientos interesantes.

Algunos de estos comportamientos cuando el coloide se hace interactuar con un haz de luz son debidos tanto a fuerzas ópticas (fuerza de gradiente) como a efectos térmicos. Estas fuerzas producen efectos no-lineales a lo largo de la propagación del haz, por ejemplo, el auto-enfocamiento.

Conceptos relativos a óptica no-lineal y algunos efectos no-lineales de interés, así como las condiciones necesarias para producir dichos efectos en un coloide son descritos a lo largo de éste capítulo.

### 1.1 Óptica No-Lineal

La óptica no-lineal es el estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de propiedades ópticas en un material debido a la presencia de luz. En general solo la luz de un laser es suficientemente intensa como para modificar las propiedades de un material.

Todos los fenómenos electromagnéticos están gobernados por las ecuaciones de Maxwell [8] para el campo eléctrico  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  y magnético  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \\
\nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0,
\end{aligned} \tag{1.1}$$

donde  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$  y  $\rho(\mathbf{r}, t)$  son las densidad de corriente y de carga respectivamente. Además podemos escribir a  $\mathbf{J}$  como

$$\mathbf{J} = J_{dc} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \tag{1.2}$$

donde  $J_{dc}$  es la densidad de corriente y  $\mathbf{P}$  es la polarización eléctrica dipolar, esta función describe completamente la respuesta del medio debida al campo. En el caso no-lineal tal que  $\mathbf{E}$  es suficientemente débil, la polarización  $\mathbf{P}$  puede ser escrita como una serie de potencias de  $\mathbf{E}$  [9]

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{\chi}^{(1)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt' \\
&+ \int_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{\chi}^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1; \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2) : \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \\
&\times \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 + \dots,
\end{aligned} \tag{1.3}$$

donde  $\boldsymbol{\chi}^{(1)}$  es el tensor de susceptibilidad lineal y  $\boldsymbol{\chi}^{(n)}$  es el tensor de susceptibilidad no-lineal de orden  $n$  y son tensores de rango  $n + 1$ . Si  $\mathbf{E}$  es una onda plana monocromática entonces la transformada de Fourier, en variables espaciales y temporales, para la ecuación (1.3) en el régimen lineal será

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}\{\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)\} &= \mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) \\
&= \boldsymbol{\chi}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)
\end{aligned} \tag{1.4}$$

con

$$\boldsymbol{\chi}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{\chi}^{(1)}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\omega t) d\mathbf{r} dt. \tag{1.5}$$

En general las susceptibilidades no-lineales dependen de la frecuencia de los campos aplicados. Se puede decir que cada proceso óptico no-lineal consiste de dos partes, primero la intensa luz induce una respuesta no-lineal en un medio y entonces el medio reacciona modificando el campo óptico en una manera no-lineal.

En el caso cuando el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  puede ser expresado como una superposición de ondas planas monocromáticas, es decir  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_j \mathbf{E}(\mathbf{k}_j, \omega)$ , entonces la polarización será [10]

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{k}, \omega) + \dots \quad (1.6)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) &= \chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega), \\ \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) &= \chi^{(2)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j, \omega = \omega_i + \omega_j) : \mathbf{E}(\mathbf{k}_i, \omega_i) \mathbf{E}(\mathbf{k}_j, \omega_j), \\ &\vdots \end{aligned} \quad (1.7)$$

y

$$\begin{aligned} \chi^{(n)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \dots + \mathbf{k}_n, \omega = \omega_1 + \dots + \omega_n) \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(n)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1; \dots; \mathbf{r} - \mathbf{r}_n, t - t_n) \\ \times e^{-i[\mathbf{k}_1 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - \omega_1(t - t_1) + \dots + \mathbf{k}_n \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) - \omega_n(t - t_n)]} d\mathbf{r}_1 dt_1 \dots d\mathbf{r}_n dt_n \end{aligned} \quad (1.8)$$

Las susceptibilidades lineal y no-lineales caracterizan las propiedades ópticas de un medio. Si  $\chi^{(n)}$  es conocido para un cierto medio, entonces los efectos no-lineales de orden  $n$  pueden ser predichos a partir las ecuaciones de Maxwell.

La propagación de las ondas en medios no-lineales así como la inherente interacción entre las ondas, produce que la no-linealidad del material cambie, un ejemplo de esto es el efecto Kerr, el cual será descrito brevemente en la siguiente sección.

### 1.1.1 Efecto Kerr

Conforme la intensidad del campo aumenta se vuelve necesario considerar ordenes superiores para la polarización. El efecto Kerr es un efecto en el cual el índice de refracción del medio varía como el cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, es decir, es proporcional a la intensidad.

En medios centrosimétricos (medios en los cuales todos los ejes de simetría coinciden en un solo punto), el segundo término no-lineal de la polarización no aparece debido a que la polarización debe invertirse cuando el campo eléctrico se invierte, entonces la no-linealidad dominante es de tercer orden, a estos medios se les llama “medios tipo Kerr”.

$$\mathbf{P}_{NL} = 4\chi^{(3)}\mathbf{E}^3 \quad (1.9)$$

donde  $\mathbf{P}_{NL}$  representa el término no-lineal de la polarización (Figura 1.1).

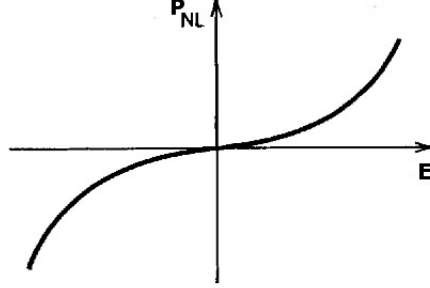


Figura 1.1: Polarización de tercer orden como función del campo eléctrico.

El medio Kerr responde al campo óptico generando tripletes de frecuencias, es decir, la respuesta no-lineal de tercer orden de un campo monocromático es una polarización no-lineal  $\mathbf{P}_{NL}$  con una componente a la frecuencia  $\omega$  y otra a  $3\omega$ , dados por  $3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2\mathbf{E}(\omega)$  y  $\chi^{(3)}\mathbf{E}^3(\omega)$  respectivamente. La componente de la polarización en la frecuencia  $3\omega$  indica que el tercer armónico es generado, pero en la mayoría de los casos la eficiencia de la conversión de la energía es muy baja. Por otra parte la componente de la polarización en  $\omega$  corresponde a un incremento en la susceptibilidad  $\Delta\chi$  en la frecuencia  $\omega$  dado por

$$\Delta\chi = \frac{P_{NL}(\omega)}{E(\omega)} = 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 = 6\chi^{(3)}\eta I, \quad (1.10)$$

donde  $\eta$  es la permeabilidad eléctrica dada por  $\eta = \epsilon_0/\epsilon = 1/n^2$  e  $I = |E(\omega)|^2/2\eta$  es la intensidad de la onda incidente. Dado que  $n^2 = 1 + \chi$ , esto es equivalente a un incremento en el índice de refracción  $\Delta n = (\partial n/\partial\chi)\Delta\chi = \Delta\chi/2n_0$  entonces

$$\Delta n = \frac{3\eta}{\epsilon_0 n_0} \chi^{(3)} I = n_2 I, \quad (1.11)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción del medio cuando no hay campos presentes. El índice de refracción del medio puede ser expresado en términos de la intensidad como [11]

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.12)$$

Se conocen varios materiales que presentan este fenómeno no-lineal, por ejemplo, soluciones líquidas homogéneas. Este tipo de medios son de interés debido a que uno de los fenómenos que se pueden observar en un medio tipo Kerr es el auto-enfocamiento de un haz.

### 1.1.2 Auto-enfocamiento

El auto-enfocamiento de la luz es un efecto típico de la propagación no-lineal de las ondas que dependen críticamente del perfil transversal del haz. Físicamente el auto-enfocamiento es un efecto de lente inducida y es el resultado de un frente de onda distorsionado por sí mismo mientras atraviesa un medio no-lineal.

Consideremos un haz con un perfil transversal Gaussiano propagándose por un medio con índice de refracción  $n$  dado por  $n = n_0 + \Delta n(|E|^2)$ , donde  $\Delta n(|E|^2)$  es el cambio inducido en el índice de refracción. Si  $\Delta n$  es positivo, la parte central del haz que tiene la mayor intensidad tendrá un mayor índice de refracción que decae hacia los bordes, de manera que la velocidad en bordes es mayor que en la parte central. Como consecuencia conforme el haz viaja en el medio, el frente de onda original se distorsiona más (Figura 1.2).

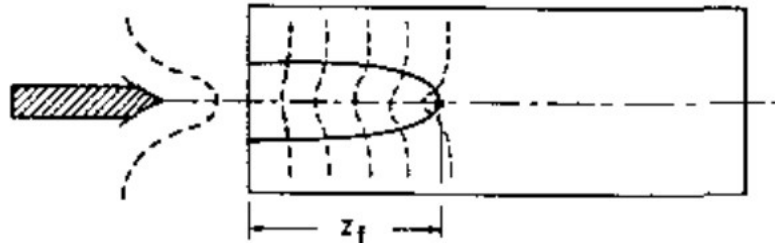


Figura 1.2: Distorsión del frente de onda del laser debido al auto-enfocamiento en un medio no-lineal.

La distorsión es similar a la producida por una lente positiva. Dado que la propagación del haz es perpendicular al frente de onda, el haz parece que se enfoca por sí mismo. Un caso de especial interés ocurre cuando el auto-enfocamiento y la difracción se balancean uno al otro, entonces se podría esperar que el haz se propagara por una gran distancia sin cambios en su tamaño. Esto es conocido como auto-atrapamiento, aunque en la práctica el auto-atrapamiento no es estable.

Matemáticamente el auto-enfocamiento está descrito por la ecuación de onda no-lineal [9]

$$\nabla^2 E - \left( \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) [(n_0 + \Delta n)^2 E] = 0 \quad (1.13)$$

Para aplicar la aproximación paraxial escribimos  $E = \mathcal{E}(r, z, \xi) \exp(ikz - i\omega t)$  donde  $\xi = t - z/v_g$  y  $v_g$  es la velocidad de grupo, tendremos

$$\left( i2k \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 \right) \mathcal{E} = -2k^2 \left( \frac{\Delta n}{n_0} \right) \mathcal{E} \quad (1.14)$$

donde el perfil del haz tiene simetría circular entonces  $\nabla_{\perp}^2$  estará en coordenadas polares. Si por otra parte asumimos  $\mathcal{E} = A \exp(i\phi)$  entonces obtendremos dos ecuaciones acopladas para la amplitud  $A$  y la fase  $\phi$  [9]

$$\begin{aligned} k \frac{\partial}{\partial z} A^2 &= -\nabla_{\perp} \cdot (A^2 \nabla_{\perp} \phi) \\ \frac{\partial}{\partial z} \phi + \frac{1}{2k} (\nabla_{\perp} \phi)^2 - \frac{k}{2} \left( \frac{\nabla_{\perp}^2 A}{k^2 A} + 2 \frac{\Delta n}{n_0} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (1.15)$$

estas dos ecuaciones son la relación de energía y la trayectoria del haz, de manera que el término  $2\Delta n/n_0$  describe la acción del auto-enfocamiento y  $\nabla_{\perp}^2 A/k^2 A$  determina la acción de la difracción.

Notamos que la ecuación de la trayectoria del haz tiene la misma forma que la ecuación de Hamilton-Jacobi  $\mathcal{H} + \partial S/\partial t = 0$  en mecánica clásica, donde  $\mathcal{H} = p^2/2m + V$  es el Hamiltoniano y  $z, r, k$  corresponden a  $t, q, m$  respectivamente, si  $(\nabla_{\perp} \phi)^2$  es equivalente a  $p^2$ , en la ecuación (1.15) nuestro potencial estará dado por

$$V = -\frac{k}{2} \left( \frac{\nabla_{\perp}^2 A}{k^2 A} + 2 \frac{\Delta n}{n_0} \right). \quad (1.16)$$

Entonces sabiendo que la ecuación de Hamilton-Jacobi lleva a la ecuación de movimiento  $m d^2 q/dt^2 = \partial V/\partial q$  para una partícula, obtendremos de forma similar, de la ecuación (1.15) una ecuación que gobierna la trayectoria del haz  $r$  como función de  $z$

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\nabla_{\perp}^2 A}{k^2 A} + 2 \frac{\Delta n}{n_0} \right). \quad (1.17)$$

Para obtener la solución de (1.17) hay que hacer suposiciones sobre la forma de  $A(r, z)$ , una aproximación razonable es que la parte central del haz conserva su perfil Gaussiano mientras se propaga, además que el radio del haz varíe con  $z$ , es decir que  $0 < r \ll a$

$$A(r, z) = A_0 \left[ \frac{a_0^2}{a^2(z)} \right] \exp \left[ -\frac{r^2}{2a^2(z)} \right] \quad (1.18)$$

donde  $a$  es el radio del haz y  $a_0$  es el radio del haz cuando  $z = 0$ , esta ecuación es la aproximación paraxial del haz. Por otra parte tomando  $A(r, z)$  de esta forma y considerando que en la aproximación paraxial  $r \ll a$  tendremos

$$V(a) \simeq -k \left( -\frac{1}{k^2 a^2} + \frac{\Delta n}{n_0} \right) \quad (1.19)$$

sustituyendo en la ecuación (1.17) y reemplazando  $r(z)$  por  $a(z)$  tendremos:

$$\frac{k}{2} \left( \frac{da}{dz} \right)^2 + V(a) = cte \quad (1.20)$$

y la solución puede ser escrita como

$$z = \int_{a_0}^a \left\{ \frac{2}{k} [V(a_0) - V(a')] + \left( \frac{da}{dz} \right)^2 \Big|_{z=z_0} \right\}^{-1/2} da'. \quad (1.21)$$

La longitud focal está dada por

$$z_f = \int_{a_0}^{a_{min}} \left\{ \frac{2}{k} [V(a_0) - V(a)] + \left( \frac{da}{dz} \right)^2 \Big|_{z=z_0} \right\}^{-1/2} da. \quad (1.22)$$

donde  $a_{min}$  es el radio del haz en el punto focal. En los casos más comunes la aproximación paraxial no es válida en la región de enfocamiento, entonces lo anterior solo aplica para la región de pre-enfocamiento con  $\Delta n = n_2 |E|^2$ , para este caso el potencial toma la forma

$$V = \frac{1}{ka^2} \left( 1 - \frac{P}{P_0} \right) \quad (1.23)$$

donde

$$P = \frac{n_0 c}{2\pi} \int_0^\infty A^2 2\pi r dr = \frac{n_0 c a^2 A_0^2}{2} \quad (1.24)$$

es la potencia del laser y  $P_0 = c\lambda^2/8\pi^2 n_2$ . Observamos que el auto-enfocamiento solo puede ocurrir si  $P > P_0$  mientras que la divergencia inicial del haz  $(k/2)(da/dz)_0^2$  sea menor que  $-V(a_0)$ . En el caso cuando  $P = P_0$  tendremos que  $V = 0$  entonces el haz debería propagarse sin cambio en el radio del haz, lo que corresponde al caso de auto-atrapamiento.

## 1.2 Solitones espaciales

La historia de los solitones data de 1834, año en el que James Scott Russell observó una onda propagarse sin distorsionarse por muchos kilómetros. En el momento sus propiedades no fueron entendidas completamente, el término soliton fue utilizado por primera vez en 1965 para reflejar el comportamiento de ondas que permanecen invariantes incluso después de colisionar entre ellas [12].

Los solitones espaciales representan haces auto-guiados que permanecen confinados

en la dirección transversal, perpendicular a la dirección de propagación, y son generados cuando los efectos no-lineales balancean perfectamente los efectos de difracción (Figura 1.3).

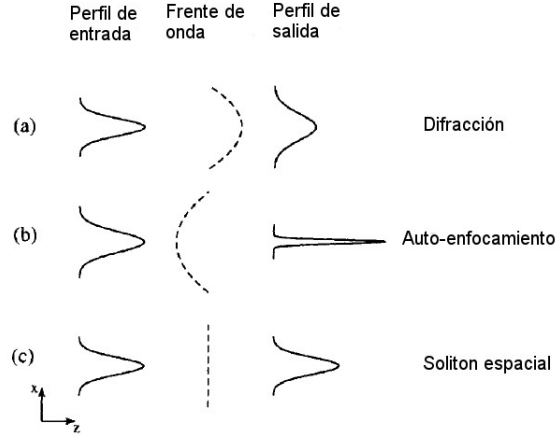


Figura 1.3: Esquema del soliton espacial: la difracción actúa como una lente cóncava mientras que el medio no-lineal actúa como una lente convexa.

La ecuación que gobierna la evolución de los campos en un medio no-lineal es conocida como la ecuación no-lineal de Schrödinger (NLS) [13]. Para obtener una solución a dicha ecuación primero consideremos las ecuaciones de Maxwell, de donde se obtiene la ecuación de onda para el campo eléctrico [10]

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (1.25)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. La solución de esta ecuación puede ser escrita de la forma

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t)] \quad (1.26)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia del haz,  $\hat{x}$  es el vector unitario de la polarización y  $E(\mathbf{r}, t)$  es una función que varía lentamente con el tiempo. Como vimos previamente el índice de refracción depende de la intensidad del haz, lo cual afecta la propagación de la luz. Si tomamos  $E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp(i\beta_0 z)$ , donde  $\beta_0 = k_0 n_0 \equiv 2\pi n_0 / \lambda$  es la constante de propagación en términos de la longitud de onda  $\lambda = 2\pi c / \omega_0$ . De esta forma el haz se propaga en la dirección  $Z$  y se difracta en el plano transversal  $XY$ , la función  $A(X, Y, Z)$  es la envolvente del haz.



Ahora introducimos las variables adimensionales  $x = X/w_0$ ,  $y = Y/w_0$ ,  $z = Z/w_0$  y  $u = \langle k_0 | n_2 | L_d \rangle^{1/2} A$ , donde  $w_0$  es un parámetro de escala relacionado con el ancho del haz de entrada y  $L_d = \beta_0 w_0^2$  es la longitud de difracción. En términos de estas variables obtenemos la ecuación NLS de  $(2 + 1)$  dimensiones, donde 2 corresponde a las dimensiones en el plano transversal y +1 indica la dirección de propagación  $z$

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + |u|^2 u = 0 \quad (1.27)$$

La ecuación (1.27) no tiene solución analítica, pero muchas veces es posible considerar medios no-lineales tales que el campo óptico quede confinado solo en una dirección transversal, por ejemplo en el eje vertical, entonces el haz solo se esparce a lo largo de la dirección  $x$ . De esta forma la NLS en  $(1 + 1)$  dimensiones esta dada por

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + |u|^2 u = 0. \quad (1.28)$$

Suponemos que la solución a esta ecuación tiene la forma [14]

$$u(z, x) = V(x) \exp[i\phi(z, x)], \quad (1.29)$$

donde  $V$  es independiente de  $z$  para representar que el soliton mantiene su forma durante la propagación. La ecuación para la fase  $\phi$  será de la forma  $\phi(z, x) = Kz + px$ , donde  $K$  y  $p$  son constantes y físicamente  $p$  esta relacionada con el ángulo del soliton con el eje  $z$ , tomando a  $p = 0$  se encontrará que  $V(x)$  satisface

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 2V(k - v^2). \quad (1.30)$$

Esta ecuación puede resolverse multiplicando por  $2(dV/dx)$  e integrando sobre  $x$  lo que lleva a

$$(dV/dx)^2 = 2KV^2 - v^4 + C, \quad (1.31)$$

donde  $C$  es una constante de integración. Usando las condiciones de frontera  $V$  y  $dV/dx$  tienden a 0 cuando  $|x| \rightarrow \infty$ , entonces  $C = 0$ . Las condiciones que  $V = A$  y  $dV/dx = 0$ , en el pico del soliton, lo cual se asume en  $x = 0$ , definen en la constante  $K = A^2/2$ , y por lo tanto  $\phi = A^2 z/2$ , entonces la ecuación (1.31) tiene la solución  $V(x) = A \operatorname{sech}(Ax)$ , donde  $A$  es la amplitud del soliton. Finalmente la ecuación (1.28) tiene la solución

$$u(z, x) = A \operatorname{sech}(Ax) \exp(iA^2 z/2). \quad (1.32)$$

### 1.3 Propiedades de auto-enfocamiento en medios coloidales

Para finalizar, en esta sección analizaremos la interacción entre el campo eléctrico de un laser y las nanopartículas en una suspensión coloidal. Para ello comenzamos con la ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.33)$$

en este caso  $\rho$  es la concentración de partículas. En estos sistemas la densidad de corriente  $\mathbf{J}$  está descrita por la ecuación de Nernst-Planck [15]

$$\mathbf{J} = \rho \mathbf{v} - D \nabla \rho \quad (1.34)$$

donde  $D$  es el coeficiente de difusión y  $\mathbf{v}$  la velocidad convectiva que está relacionada con la fuerza externa  $\mathbf{F}$  mediante  $\mathbf{v} = \mu \mathbf{F}$  y donde  $\mu$  es la movilidad de las partículas.

El primer término en la ecuación (1.34) da la velocidad de deriva debida a la fuerza externa mientras que el segundo término describe la difusión debida al movimiento Browniano.

Combinando las ecuaciones previas obtenemos la ecuación de Smoluchowski

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} - D \nabla \rho) = 0 \quad (1.35)$$

Consideremos el régimen de Rayleigh entonces la fuerza de gradiente promedio puede obtenerse con la aproximación de un dipolo entonces

$$\mathbf{F} = \frac{\alpha}{4} \nabla I \quad (1.36)$$

donde la intensidad de la luz esta dada por  $I = |\mathbf{E}|^2$ . En la aproximación de dipolo la polarizabilidad de una partícula esférica con índice de refracción  $n_p$  es

$$\alpha = 3V_p \varepsilon_0 n_b^2 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right). \quad (1.37)$$

donde  $V_p = 4\pi a^3/3$  es el volumen de la partícula y  $m = n_p/n_b$ .

Entonces si consideramos que las fuerzas de la luz están presentes en la muestra, sustituyendo la ecuación (1.36) en la (1.34) la ecuación resultante puede ser directamente integrada y recordando la relación de Einstein  $\mu/D = 1/k_B T$  se obtiene

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\alpha}{4k_B T} I\right) \quad (1.38)$$

donde  $k_B T$  es la energía térmica. Dado que  $\alpha I/4$  esta asociada a la energía potencial, la ecuación (1.38) es otra manifestación de la distribución de Boltzmann en física estadística. Con esto también se observa que la concentración de partículas aumentará en las regiones de máxima intensidad cuando  $\alpha > 0$  (es decir cuando  $n_p > n_b$ ) y las partículas se alejarán de las regiones de máxima intensidad cuando  $\alpha < 0$ . Como resultado, el índice de refracción estará localmente perturbado, para calcular localmente el cambio en el índice se usa la ecuación de Maxwell-Garnett dada por [?]

$$n_{eff}^2 = n_b^2 \frac{n_p^2 + 2n_b^2 + 2f(n_p^2 - n_b^2)}{n_p^2 + 2n_b^2 - f(n_p^2 - n_b^2)} \quad (1.39)$$

donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo y  $f = \rho V_p$  es el factor de llenado, si suponemos que  $n_p \approx n_b$  entonces

$$n_{eff}^2 = n_b^2 \left(1 + 2f \frac{n_p - n_b}{n_b}\right) \quad (1.40)$$

lo cual se reduce a

$$n_{eff} = (1 - f)n_b + fn_p \quad (1.41)$$

sustituyendo estos resultados en la ecuación (1.38) obtenemos la no-linealidad óptica para un coloide de nanopartículas

$$\begin{aligned} \Delta n_{NL} &= n_{eff}(I) - n_{eff}(I = 0) \\ &= (n_p - n_b)V_p \rho_0 \left[ \exp\left(\frac{\alpha}{4k_B T} I\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (1.42)$$

Por otra parte para considerar las pérdidas por esparcimiento, tomamos la ecuación (A.2) para la sección transversal (en términos de  $\lambda$ ) está dada por

$$\sigma = \frac{128}{3} \pi^5 a^2 n_b^4 \left(\frac{a}{\lambda_0}\right)^4 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right)^2 \quad (1.43)$$

donde nuevamente  $a$  es el radio de la partícula. De la ecuación de Helmholtz  $\nabla E + k_0^2 n_{eff}^2 E = 0$  y suponiendo que  $E(x, y, z) = \phi(x, y, z) \exp(ik_0 n_b z)$  se encuentra que

$$i \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_b} \nabla_{\perp}^2 \phi + k_0 (n_p - n_b) f \phi + i\gamma \phi = 0 \quad (1.44)$$

donde  $\gamma$  representa las pérdidas y estará dado por  $\gamma = \sigma \rho / 2$  y  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$  es el número de onda. Ahora si consideramos los siguientes cambios de variable tal que se normalice

la ecuación (1.44),  $\xi = z/2k_0n_bw^2$ ,  $X = x/w$ ,  $Y = y/w$ ,  $w^{-2} = 2k_0^2n_b|n_p - n_b|V_p\rho_0$ ,  $\phi = (4k_B T/|\alpha|)^{1/2}U$  toma la forma de

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi} + U_{XX} + U_{YY} + e^{|U|^2}U + i\delta e^{|U|^2}U = 0 \quad (1.45)$$

Observamos que la ecuación (1.45) es muy parecida a la ecuación (1.27), de manera que esta ecuación es también la NLS previamente mostrada, por lo que podemos concluir que esta ecuación describiera situaciones de no-linealidad parecidas a los solitones o de auto-enfocamiento dado que también considera las pérdidas  $\delta$  y propiedades de los coloides como son los índices de refracción del medio y de las partículas, además es altamente dependiente de la intensidad del haz así como de la temperatura.

# Capítulo 2

## Caracterización de propiedades no-lineales.

### 2.1 Técnica de Z-scan

La técnica de barrido en z (z-scan) es un método popular para la medición de no linealidades ópticas, particularmente la refracción y absorción no-lineal. Se ha usado para medir las propiedades ópticas no lineales de semiconductores, dieléctricos, moléculas orgánicas y cristales líquidos .

Esta técnica ha sido ampliamente utilizada debido a su simplicidad experimental. Antes del surgimiento de esta técnica, la refracción no lineal era medida utilizando distintos métodos entre los que se encuentran: la interferometría no-lineal, la mezcla de ondas y la distorsión del haz. Sin embargo todas estas técnicas aunque sensibles requieren un arreglo o análisis muy detallado.

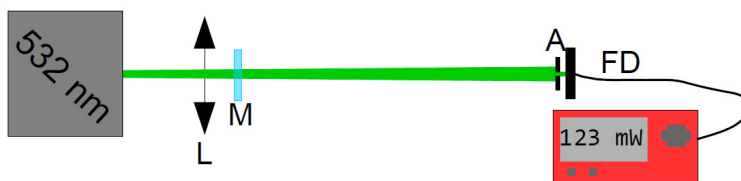


Figura 2.1: Arreglo Experimental de Z-scan: (L) lente, (M) Muestra, (A) Abertura y (FD) Fotodetector.

Un arreglo experimental típico para la técnica de barrido en z se muestra en la figura 2.1. La técnica consiste en desplazar la muestra a lo largo del eje óptico (dirección z) de un haz láser Gaussiano enfocado. La alta intensidad del campo electromagnético en la región focal induce en la muestra un comportamiento óptico no lineal, que produce

una divergencia o convergencia refractiva del haz, de esta forma lo que se mide es la variación de intensidad que pasa a través de una abertura en el campo lejano en relación a la posición de la muestra [16, 17, 18]. En una curva de z-scan un máximo de transmitancia prefocal (un pico) seguido de un mínimo de transmitancia posfocal (un valle), indica que la muestra tiene un índice de refracción no lineal negativo, mientras que una configuración opuesta (valle-pico) indica que la muestra tiene un índice de refracción no lineal positivo. Este es un rasgo sumamente útil de la técnica de barrido en  $z$  ya que el signo de la no-linealidad es directamente extraída de la curva en  $z$ . Una curva de un elemento caracterizado por esta técnica tiene de manera general una forma como la que se muestra en la figura 2.2.

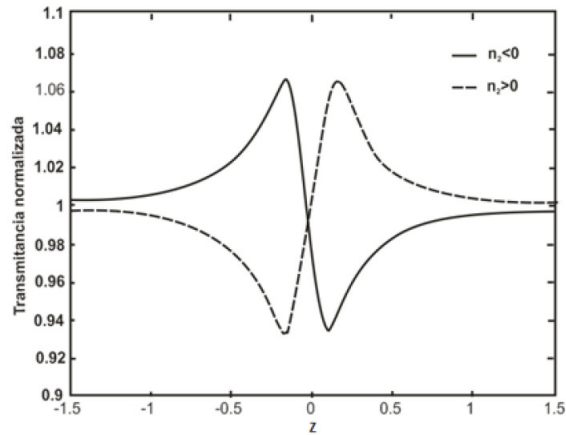


Figura 2.2: Curvas características de z-scan

Desde el punto de vista teórico la técnica de z-scan ha sido abordada desde diferentes enfoques. Para poder calcular la intensidad en eje a campo lejano, se ha utilizado la descomposición Gaussiana [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23], el principio de Fresnel [24], etc. En la sección de modelos locales y no locales se explicarán en concreto los modelos de lente térmica y el modelo de Sheik Bahe.

Una no linealidad se considera puramente refractiva cuando se asume que no hay absorción no-lineal ya sea multifotónica o de saturación. Cualitativamente, la absorción multifotónica elimina el pico y ensancha el valle mientras que la saturación produce el efecto opuesto. La sensibilidad a la refracción no-lineal se debe enteramente a la abertura y su eliminación anula completamente dicho efecto. Para mediciones z-scan de absorción no-lineal, la abertura en la figura 2.1 debe ser removida, de tal manera que la potencia total del haz pueda ser colectada. Una curva de z-scan para un absorbedor no-lineal delgado se muestra en la figura 2.3.

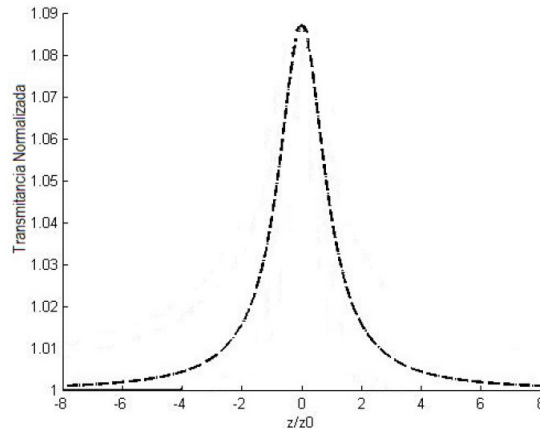


Figura 2.3: Curva de absorción positiva característica de la técnica de z-scan.

## 2.2 Modelos locales y no locales

Uno de los modelos más usados para el análisis de curvas de z-scan es el propuesto por Sheik Bahae y colaboradores. Nos referimos a este método como el formalismo Sheik-Bahae (FSB)[16]. Una característica esencial del FSB en el análisis de la transmitancia es el supuesto de una interacción local entre el campo de radiación y la muestra; se supone que la susceptibilidad es una función sólo la intensidad local.

El modelo de lente térmica [25](LT), que es muy anterior a la técnica de z-scan, puede ser utilizada con éxito para interpretar experimentos de z-scan. En esta aplicación, la muestra se considera como un medio débilmente absorbente, donde la energía del haz láser se convierte inmediatamente en calor. Hay una no linealidad que surge de la dependencia del índices de refracción con la temperatura. Debido a la difusión de calor, el perfil de temperatura espacial puede diferir significativamente del perfil de intensidad del láser, por lo tanto, el mecanismo es no local.

De manera general la interacción se considera como local cuando existe el cambio de índice de refracción solo en la región espacial, donde la intensidad de la luz está presente. Cuando el perfil de refracción (cambio de índice) es más grande o más pequeño que el perfil de intensidad, la interacción se considera como no local. Una respuesta no local puede ser generada por diferentes mecanismos que dependen de los medios y las propiedades del haz de luz. En este trabajo se consideran como modelo local el propuesto por Sheik-Bahae y no local los modelos de lentes térmicas.

### 2.2.1 Modelo de Sheik Bahe

Consideremos un medio centrosimétrico iluminado por un haz láser Gaussiano monocromático, con campo eléctrico  $E$  y frecuencia  $\omega$ . El índice de refracción no-lineal  $n_2$ , y el coeficiente de absorción no-lineal  $\alpha$ , en un sistema cuya respuesta es local en el espacio y el tiempo, se definen como:

$$n = n_0 + \frac{1}{2}n_2|E|^2 = n_0 + \gamma I, \quad (2.1)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_2 E^2 = \alpha_0 + \alpha I. \quad (2.2)$$

donde  $\gamma = 4n_2\pi/c$  e  $I = c|E|^2/8\pi$ , en unidades del cgs. Para una muestra donde la absorción no-lineal es pequeña, la transmitancia en eje normalizada es  $T_{FSB}$ . En función de la posición de la muestra esta dada aproximadamente por:

$$T_{SBF} = 1 + \frac{4\Delta\Phi_0}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)}, \quad (2.3)$$

donde  $\Delta\Phi_0$  es el cambio de fase no-lineal en eje en el foco,  $x = z/z_0$  es la posición de la muestra y  $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$  es la distancia de Rayleigh del haz gaussiano. La posición de la muestra se mide desde  $z = 0$ , siendo esta la posición de la cintura del haz. El cambio de fase no-lineal está dada por:

$$\Delta\Phi_0 = \frac{2\pi\Delta nd}{\lambda} = \frac{2\pi\gamma I_0 d}{\lambda} = \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{n_2}{\varepsilon_0 c n_0} I \quad (2.4)$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad del espacio libre,  $\lambda$  es la longitud de onda,  $I_0$  es la intensidad en eje en el foco,  $I$  es el cambio de intensidad dependiente del índice de refracción, y  $d$  es el espesor de la muestra. El cambio máximo de fase no-lineal se puede determinar a partir de la diferencia entre el pico y el valle de transmitancia; la diferencia pico-valle  $\Delta T_{pv}^{SBF} = 0,406\Delta\Phi_0$ . La principal ventaja del método de z-scan (FSB) es que permite la determinación directa de la magnitud y el signo del cambio de fase no-lineal  $\Delta\Phi_0$  de la diferencia pico-valle en la curva de z-scan. La separación  $\Delta Z_{pv}^{SBF}$  del pico de transmitancia y valle en  $z$  es  $|\Delta Z_{pv}^{SBF}| = 1,717z_0$ , estos valores se obtienen del modelo considerando una muestra tipo Kerr.

### 2.2.2 Modelos de lentes térmicas

Los efectos del calentamiento local debido a la absorción de la luz en la propagación de un haz de Gauss fueron estudiados por Gordon et al.[25] en 1964. Este estudio es la base del modelo de lente térmica (TL). En este modelo, ya que el haz Gaussiano se propaga a través de una muestra débilmente absorbente, la luz es absorbida e inmediatamente da lugar a un calentamiento local. La difusión de calor tendrá lugar en la dirección



radial (perpendicular a la dirección de  $z$ ), dando lugar a un campo de temperatura espacialmente variable que no es proporcional a la intensidad de la luz local. El índice de refracción se supone que depende linealmente de la temperatura, y la no linealidad es debida a esta dependencia no local del índice de refracción con respecto a la intensidad de la luz. Carter y Harris [26] resumen los resultados anteriores al describir los efectos de calentamiento por láser con un haz Gaussiano en su intensidad de campo lejano. El análisis se basa en una aproximación parabólica para el campo de temperatura y en la aproximación de los efectos ópticos debidos a esta y su relación con los mismos que las de una lente sencilla. El formalismo desarrollado por Hu y Whinnery [27], utilizando también una aproximación parabólica para la distribución de la temperatura, reduce una complicada descripción teórica en fórmulas útiles. Dentro de los límites especificados, se espera que las aproximaciones que conducen a estas fórmulas solo intruduzcan un error de un pequeño tanto por ciento con respecto a la respuesta observada. En el caso del modelo de lente térmica la expresión para la transmitancia es la siguiente:

$$T_{lt} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\theta}{1+t_c/2t}\right) \frac{2x}{1+x^2} + \left(\frac{\theta}{1+t_c/2t}\right)^2 \frac{1}{1+x^2}} \quad (2.5)$$

donde  $t_c$  es conocido como el tiempo de difusión térmica  $t_c = w^2(z)/D$ , siendo la difusión térmica  $D = \kappa/C_p$ .  $C_p$  es el calentamiento por unidad de volumen y  $\kappa$  la conductividad térmica. El cambio máximo en fase esta dado por:

$$\theta_{lt} = \frac{\alpha_0 P d}{\lambda \kappa} \frac{\partial n}{\partial T} \quad (2.6)$$

donde  $\alpha_0$  es conocido como el coeficiente de absorbción no lineal,  $P$  es la potencia y  $T$  la temperatura. Si se assume un cambio de fase muy pequeño  $\theta_{lt} \ll 1$  y  $t \gg t_c$  (estado estacionario), la transmitancia se puede escribir como:

$$T_{lt} = \left[ 1 + \frac{2\theta_{lt}x}{1+x^2} + \frac{\theta_{lt}^2}{1+x^2} \right]^{-1} \quad (2.7)$$

El pico y el valle en una curva graficada con la ecuación anterior se producen en  $x \pm 1$ , donde  $T_{lt} = 1/(1 \pm \theta) \cong 1 \mp \theta$ . Por consiguiente, el desplazamiento de fase no lineal se puede determinar a partir de la diferencia entre el pico y el valle en transmitancia; la diferencia pico-valle es simplemente  $\Delta T_{pv} \approx 2|\theta|$ .  $\Delta Z_{pv}$  en este modelo es  $\Delta Z_{pv} \approx 2z_0$ .

Otro modelo para el efecto de lente térmica fue propuesta por Sheldon et al.[28], donde se incluyó la naturaleza aberrante de la lente. Los resultados difieren significativamente de los obtenidos por Hu y Whinnery. En lugar de escribir la distribución del campo con una serie de potencias, la expresión se deja en forma integral, lo que significa que la variación del índice de refracción radial también contiene la integral sin evaluar. En lugar de escribir una expresión para la longitud focal de la lente térmica, la teoría

de la difracción es utilizada para encontrar la intensidad en el centro del haz después de que ha pasado a través de la muestra y propagado a campo lejano. Mientras que la variación del índice de refracción radial no es aproximada, el cambio de fase inducida  $\theta_{lta}$  se supone que es pequeño, lo que permite que la integral de difracción sea evaluada.

La posición de la muestra para la respuesta máxima se prevé que sea a una distancia  $\sqrt{3}z_0$  después de la cintura del haz en lugar de  $z_0$ , como se predijo por el modelo de lente parabólica. La transmitancia en este modelo se puede escribir como [28]:

$$T_{lta} = \left[ 1 + \frac{\theta_{lta}}{2} \tan^{-1} \left( \frac{2x}{3+x^2} \right) + \frac{\theta_{lta}}{4} \ln \left( \frac{1+x^2}{9+x^2} \right) \right]^2 \quad (2.8)$$

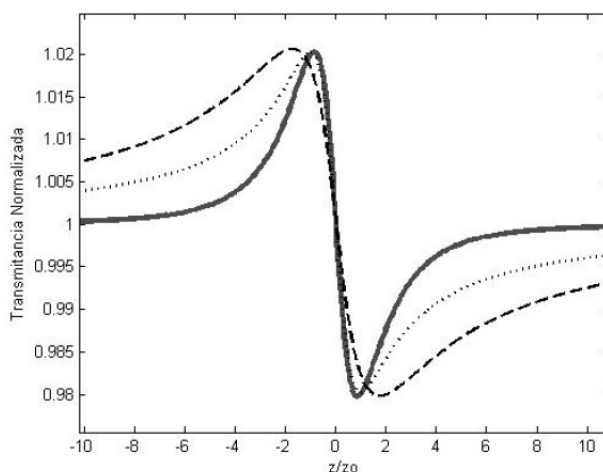


Figura 2.4: Modelos locales y no locales. Modelo de: Sheik- Bahe (línea sólida), Lente térmica (línea punteada), Lente térmica aberrante (línea discontinua)

## 2.3 Desarrollo experimental

En nuestro experimento se utilizó un arreglo estándar de z-scan (figura 2.1), se caracterizó la respuesta refractiva y de absorción no-lineal en diversos coloides formados por partículas de poliestireno de 25, 42, 62 y 77nm de diámetro con 0.5, 1, 2 y 3% de concentración para cada tamaño de partícula.

En particular, se usó una lente con distancia focal de 2.5 cm, enfrente se colocó la muestra coloidal en una celda especialmente hecha para el experimento con un grosor de 0.15 mm (figura 2.5). La celda, a su vez, fue montada sobre un motor a pasos, finalmente

a 100 cm de la lente se colocó un diafragma seguido del fotodetector.

Se colocó la muestra cerca del foco de la lente y se desplazó el motor 8 mm a pasos de 0.08 mm, donde para cada posición del motor se tomaron 10 medidas de la potencia con las cuales se obtuvo el promedio de la potencia para esa posición.

Cabe mencionar que a estas muestras también se les realizarán otras pruebas y serán analizadas en el capítulo 3.

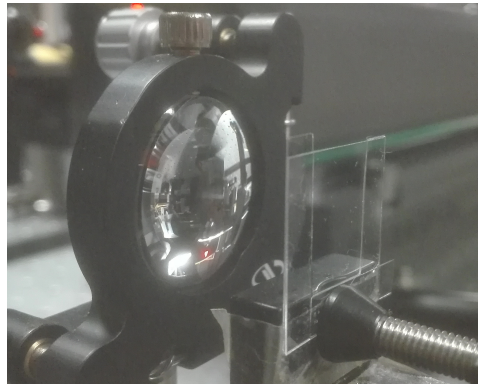


Figura 2.5: Lente de 2.5 cm y celda para z-scan con grosor de 0.15 mm.

### 2.3.1 Resultados experimentales

En cada una de las figuras 2.6 a 2.9 se muestra el resultado de la prueba de z-scan para la refracción no-lineal así como la prueba de absorción para cada tamaño de partícula y variando la concentración, de esta forma se observa fácilmente el comportamiento de la variación de la no-linealidad en función de la concentración para una potencia fija (1W).

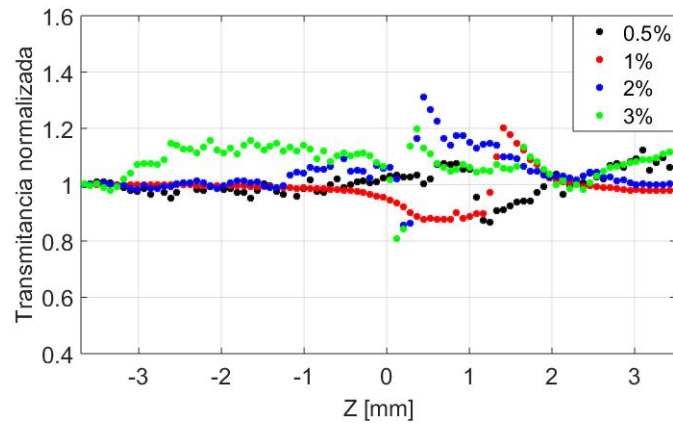
Por convención, cada una de las curvas es normalizada respecto al régimen lineal de la muestra. Para obtener la transmitancia lineal, la muestra se coloca lejos de la zona confocal de la lente, donde se asegura que la muestra no tiene ninguna respuesta no-lineal. Nos referiremos a la constante de normalización como  $N_c$ , donde  $C$  será la concentración del coloide y será especificada para caso.

En la figura 2.6 se observa el comportamiento para las partículas de 25nm cuyos factores de normalización se muestran en la tabla 2.3.1. En términos generales, notamos que ninguna de las curvas tiene una forma característica de z-scan pronunciada, salvo  $C=3\%$ , donde el valle y la cresta están mejor definidos, y la curva indica índice de refracción positivo. Por otra parte, en la absorción tenemos que las muestras con 0.5 y 1 %

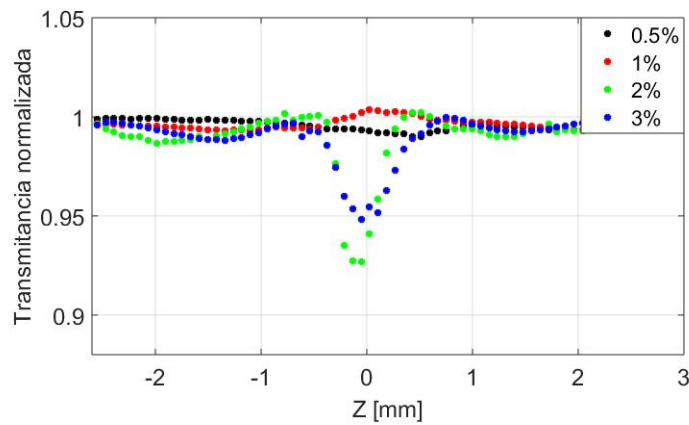
de concentración no cambian su densidad local de partículas conforme se acercan a la region cofocal de la lente, mientras que 2 y 3 % muestran absorción no-lineal negativa, en este caso es difícil separar la parte absorbida de la dispersada.

	$N_{0,5}$ [mW]	$N_1$ [mW]	$N_2$ [mW]	$N_3$ [mW]
Refracción	0.1293	0.1321	0.1278	0.1281
Absorción	0.749	0.8300	0.8223	0.7890

Tabla 2.1: Factores de normalización  $N$  para las curvas de z-scan y absorción en 25nm.



(a)



(b)

Figura 2.6: Comportamiento para partículas de 25 nm (a) Curvas de z-scan, (b) Curvas de absorción.

En el caso de las partículas de 42nm tenemos la figura 2.7 con factores de normalización en la tabla 2.3.1. En estas gráficas todas las concentraciones muestran curvas características de z-scan y todas con índice de refracción no-lineal positivo. Observamos que la no-linealidad aumenta conforme la concentración aumenta, teniendo la mayor no-linealidad en 2%.

	$N_{0,5}$ [mW]	$N_1$ [mW]	$N_2$ [mW]	$N_3$ [mW]
Refracción	0.1382	0.1305	0.1355	0.1371
Absorción	0.8113	0.7937	0.7967	0.7781

Tabla 2.2: Factores de normalización  $N$  para las curvas de z-scan y absorción para 42nm.

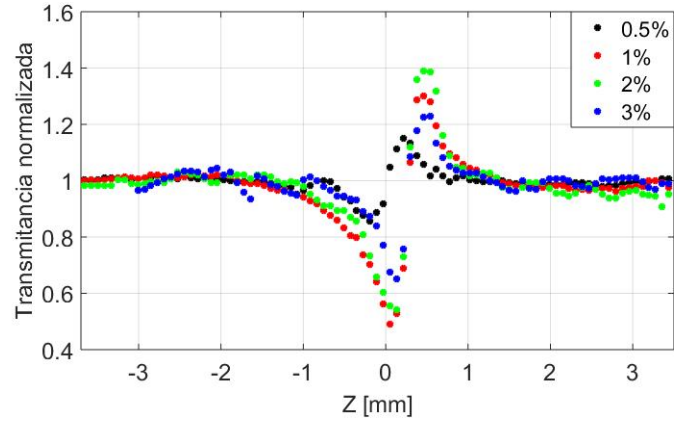
Para la absorción, a diferencia de la muestra con partículas de 25nm, tenemos efectos no-lineales incluso para concentraciones bajas, siendo negativa para 0.5, 1 y 3%. Es interesante ver que para 2% la absorción es positiva, esto indica redistribución de las partículas de tal manera que permite menor esparcimiento, así como menor absorción de la muestra, y con ello aumento de la potencia detectada. También esta curva es casi simétrica en comparación con la correspondiente a 3%. Esto podría dar indicios de una concentración entre 2 y 3% donde el coloide no presenta absorción no-lineal a esta potencia (1W).

En la figura 2.8 también tenemos curvas definidas para las partículas de 62nm y sus factores de normalización en la tabla 2.3.1. Nuevamente se tienen índices de refracción positivos y análogamente con la muestra de 42nm, la concentración con mayor no-linealidad es 2%. En comparación con 25nm y 42nm observamos que para 62nm, incluso para 0.5%, las no-linealidades son más considerables.

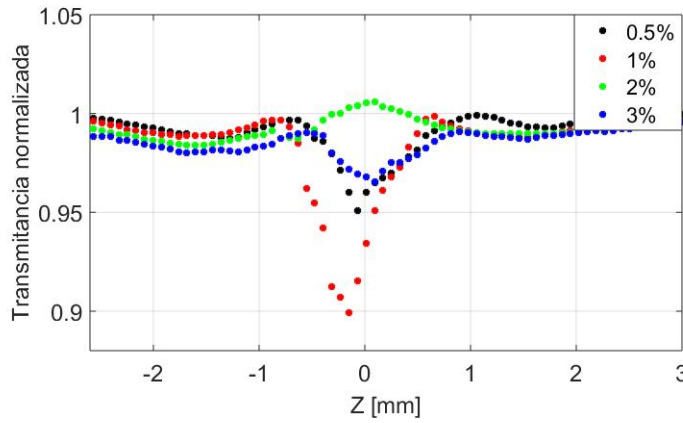
	$N_{0,5}$ [mW]	$N_1$ [mW]	$N_2$ [mW]	$N_3$ [mW]
Refracción	0.1400	0.1242	0.1293	0.1001
Absorción	0.7882	0.7650	0.7000	0.6748

Tabla 2.3: Factores de normalización  $N$  para las curvas de z-scan y absorción para 62nm.

Por otra parte, de la figura 2.8 también tenemos que las partículas de 62nm, en comparación con 42nm, tienen más absorción no-lineal, la cual es negativa para concentraciones de 0.5, 1 y 3% y positiva para 2%, de manera que observamos una vez más el cambio de negativo a positivo en la absorción justo entre 2 y 3%, lo cual apunta a una auto-transparencia inducida al igual que en las muestras de 42nm.



(a)



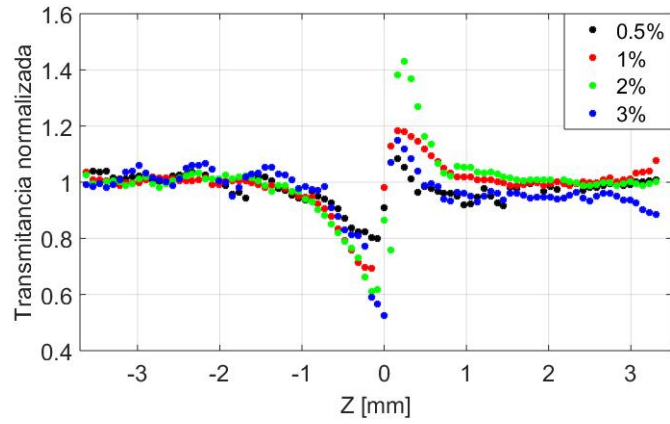
(b)

Figura 2.7: Comportamiento para partículas de 42 nm (a) Curvas de z-scan, (b) Curvas de absorción.

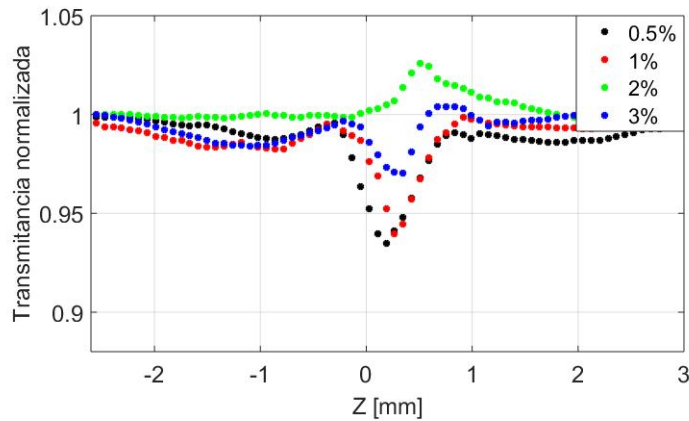
Finalmente, en las partículas de 77nm, cuyas constantes de normalización están en la tabla 2.3.1, se observa que todas las concentraciones tienen cualitativamente la misma respuesta, dado que todas las concentraciones muestran índice de refracción positivo, pero teniendo en cuenta los factores de normalización tenemos que 0.5 % tiene la mayor respuesta.

	$N_{0,5}$ [mW]	$N_1$ [mW]	$N_2$ [mW]	$N_3$ [mW]
Refracción	0.1270	0.1140	0.0425	0.0770
Absorción	0.7533	0.7556	0.5716	0.5503

Tabla 2.4: Factores de normalización  $N$  para las curvas de z-scan y absorción para 77nm.



(a)



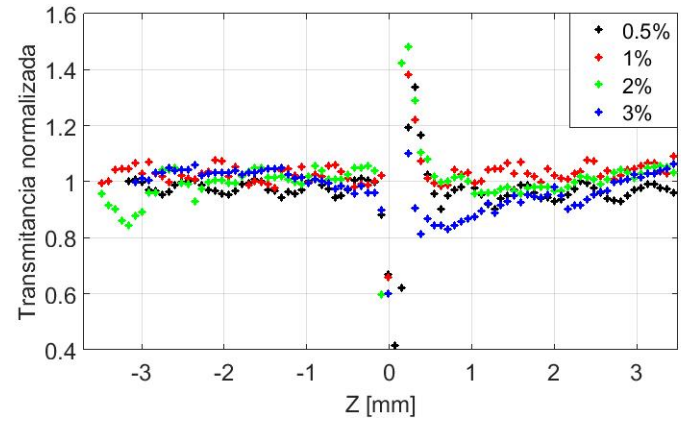
(b)

Figura 2.8: Comportamiento para partículas de 62 nm **(a)** Curvas de z-scan, **(b)** Curvas de absorción.

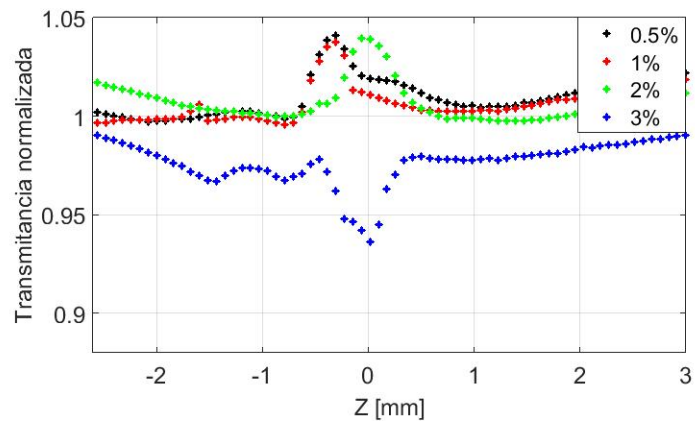
En la absorción, a diferencia de todos los tamaños vistos previamente, 0.5, 1 y 2% de concentración muestran absorción positiva, y al igual que las demás muestras, 3% tiene absorción negativa. Para este caso 0.5% tiene la mayor auto-transparencia, esto quiere decir que la distribución local de partículas, resulta en condiciones ideales para una absorción positiva, notamos que para otros tamaños de partículas con la misma concentración no se tiene la misma respuesta, esto nos hace suponer que existe una concentración óptima baja para cada tamaño de partícula para la cual se obtienen auto-transparencias.

Siguiendo el mismo razonamiento todas las muestras con 3% de concentración tienen absorción negativa, esto puede ser un reflejo de la alta concentración, lo cual aumenta

el esparcimiento independientemente del tamaño de las partículas.



(a)



(b)

Figura 2.9: Comportamiento para partículas de 77 nm (a) Curvas de z-scan, (b) Curvas de absorción.



# Capítulo 3

## Caracterización de auto-enfocamiento

Como se explicó en el capítulo 1, los solitones (OSS) son ondas con características muy bien definidas (amplitud y ancho), y al no cumplirse alguna de estas características se hace la distinción con los haces auto-enfocados, aunque en la práctica, en general no se hace esta distinción. En este capítulo se analizarán éstas dos condiciones obtenidas para las muestras estudiadas.

Al igual que en el capítulo 2 las muestras de estudio fueron suspensiones coloidales, con tamaños de 25, 42, 62 y 77nm de diámetro a 0.5 %, 1 %, 2 % y 3 % de concentración. La caracterización del auto-enfocamiento y de los OSS se realizó con un laser Verdi V5 ( $\lambda = 532$  nm).

En las siguientes secciones se describe en detalle las distintas pruebas realizadas, así como el análisis de cada prueba.

### 3.1 Montaje Experimental

Los experimentos realizados requirieron de un haz de luz láser, con emisión continua (CW) que se enfoca y entra en una muestra coloidal como se puede ver en la figura 3.1. Para ello el haz es focalizado mediante un objetivo de microscopio de 20X, al cual llamaremos objetivo de formación o *FO*. Dicho haz se propaga a través de una celda de vidrio de 6 mm, que contiene la muestra coloidal, esta muestra está montada sobre una platina motorizada. A la salida de la celda se coloca un sistema de visualización móvil en *X*, *Y* y *Z* que consiste de un segundo objetivo seguido de filtros y una cámara CCD.

Cabe mencionar que las celdas fueron diseñadas especialmente para los experimentos realizados en este trabajo. Se decidió armar una celda de vidrio que tuviera varios com-

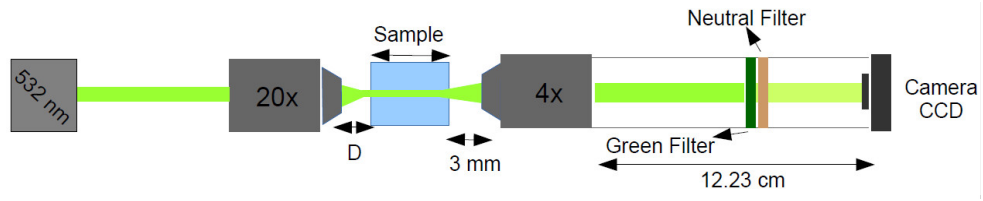


Figura 3.1: Arreglo experimental.

partimentos, con el propósito de poder contar con coloides en diferentes concentraciones para un tamaño de partícula específico. Para la construcción de la celda se utilizaron cubreobjetos y portaobjetos; los primeros funcionaron como separadores y los segundos como paredes. El vidrio se pegó (dejando una pequeña abertura de menos de un milímetro) con PDMS (polidimetilsiloxano), una silicona transparente a  $\lambda=532\text{nm}$  que impide que se generen chispas (debido a la absorción localizada) y con ello daño a la celda y al *FO*. En la figura 3.2 se muestra un esquema de la construcción de las celdas, así como una fotografía donde se puede ver una celda con los coloides respectivos.

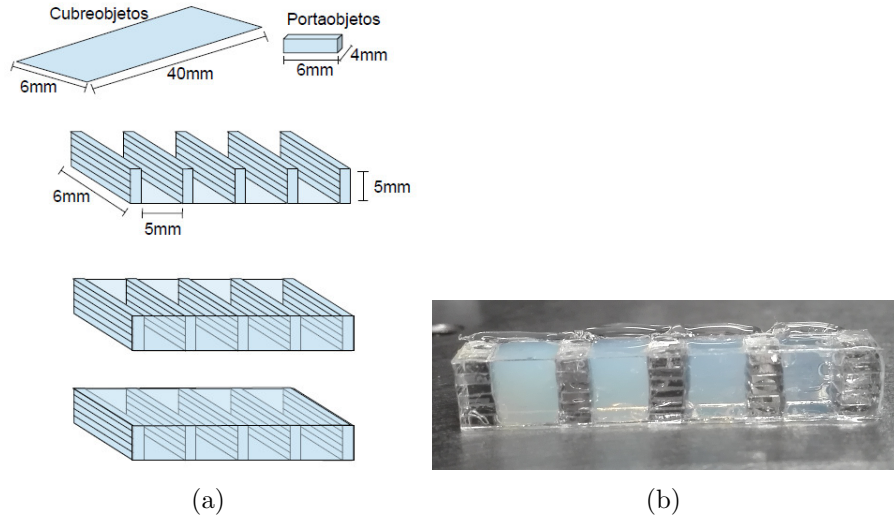


Figura 3.2: (a) Esquema de la elaboración de las celdas y (b) fotografía de una celda terminada con una muestra de 42nm a distintas concentraciones.

Como ya se mencionó, para las suspensiones coloidales se utilizaron diferentes tamaños de partículas de poliestireno de Bangs Laboratories que además no tenían ningún tratamiento especial, y por cada tamaño de partícula, se hicieron diluciones con agua destilada para obtener concentraciones diferentes, las cuales fueron tomadas como concentración baja (0.5%) y concentración alta (1, 2 y 3%). Cada sección de la celda se llenó con una muestra diferente usando jeringas para insulina. Esto se hizo con mucha

lentitud para evitar introducir burbujas, y finalmente, la abertura de la celda fue sellada con silicón caliente.

Para cada una de las muestras es necesario determinar la distancia óptima  $D$  entre la celda y el  $FO$  (figura 3.1), esta distancia es importante ya que determina el tamaño y la curvatura del frente de onda que llega al medio no-lineal, además se ha mostrado en otro tipo de materiales [29] que es un parámetro importante en la formación de OSS. Entonces se colocó una de las secciones de la celda en contacto con el  $FO$  y se alejó en pasos de 0.09 mm. Para cada posición de la celda se grabó un video con la CCD, con esto se observó desde la formación del OSS y la “desaparición” del mismo debido a la posición respecto al  $FO$  (figura 3.3).

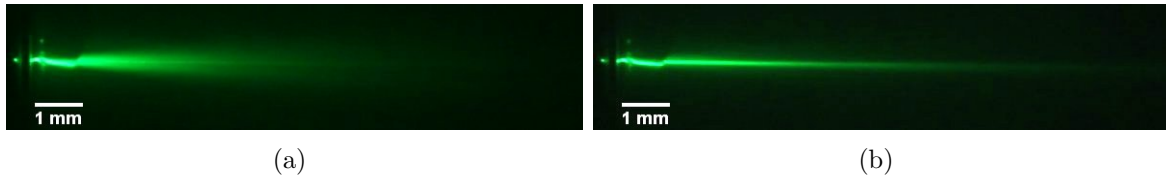


Figura 3.3: Haz observado desde arriba en (a) la posición donde no está formado el soliton y (b) posición óptima para formar un soliton.

Se analizaron los videos mediante un programa de *Matlab* para conocer la posición a la cual el haz alcanzó el tamaño más pequeño a la salida y colocar el motor en la posición a la cual eso ocurría. Con el objetivo de visualización se enfocó la pared interna de la celda, es decir, al final de la propagación del OSS y finalmente se hizo un barrido en potencia del laser en intervalos de potencias que dependían de la muestra utilizada. Dichos intervalos se encontraban en valores de potencias desde 0.09mW hasta 2400mW, tomando para cada potencia un video con la CCD. Todo el procedimiento se realizó para cada concentración (sección de la celda).

## 3.2 Análisis y Resultados

Los resultados se obtuvieron analizando los videos tomados con la CCD durante los experimentos, mediante algunos programas de *Matlab* se ajustaron distribuciones Gausianas a cada imagen de los videos. Este análisis es descrito en detalle en el apéndice B.

Para poder establecer los parámetros que caracterizan los solitones generados, se hizo la comparación respecto a una muestra lineal de agua donde no se forman OSS, mediante la prueba de la navaja. Para esto se colocó una navaja lo más cerca posible de la muestra y se midió la potencia del haz conforme la navaja se movía hasta bloquear completamente el haz, con lo cual se adquirió la figura 3.4. El diámetro del haz después

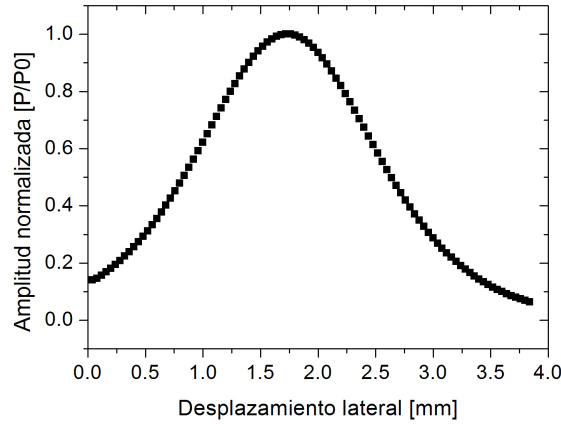


Figura 3.4: Ajuste Gaussiano para un haz a la salida de una celda de 6mm con agua mediante la prueba de la navaja.

de propagarse por una celda de 6mm con agua fue de  $2.5717 \pm 0.0127 \text{ mm}$ .

Diremos que la potencia  $P_{SF}$  para considerar que el haz se auto-enfoca es aquella para la cual el diámetro del haz,  $W_{SF}$ , se reduce al 30% de su tamaño original y la potencia de formación óptima, formación tipo soliton o haces auto-colimados,  $P_{oss}$  es cuando el haz no varía más su diámetro  $W_{oss}$ . En este capítulo se detallarán los anchos y las potencias de formación para cada caso.

### 3.2.1 Efectos de concentración

Comenzaremos analizando los haces generados al cambiar la concentración sin variar el tamaño de partícula de la muestra. En la figura 3.5 se observa el ancho del haz generado por las partículas de 25nm de diámetro como función de la potencia de entrada a la muestra.

Para este tamaño de partícula notamos que las potencias a las cuales el haz se reduce a 30% varía para cada concentración. Las potencias y el ancho del haz que se obtiene en cada caso puede observarse en la Tabla 3.2.1.

El ancho del haz disminuye conforme la concentración y la potencia aumentan. De acuerdo a nuestra definición, encontramos que solo para 1, 2 y 3% de concentración se cumple la condición de auto-enfocamiento. Sólo para 2% se puede considerar la formación de un haz tipo soliton, ya que para las otras concentraciones el ancho del haz sigue

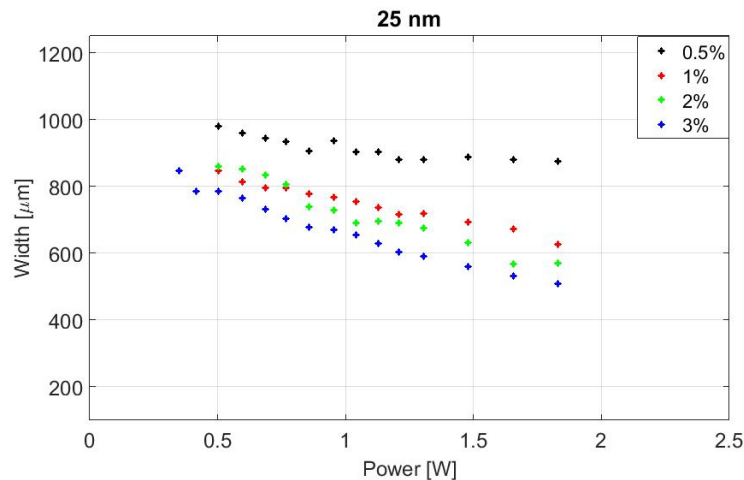


Figura 3.5: Comportamiento del ancho del haz vs potencia incidente para las partículas de 25nm con 0.5, 1, 2 y 3 % de concentración.

Concentración [%]	$P_{SF}$ [W]	$W_{SF}$ [ $\mu m$ ]	$P_{oss}$ [W]	$W_{oss}$ [ $\mu m$ ]
0.5	-	-	-	-
1	$0.85 \pm 0.00093$	$778.72 \pm 8.96$	-	-
2	$0.85 \pm 0.00093$	$738.77 \pm 11.16$	$1.65 \pm 0.002$	$566.73 \pm 12.28$
3	$0.60 \pm 0.001$	$764.84 \pm 20.17$	-	-

Tabla 3.1: Potencias de auto-enfocamiento y de formación de soliton para partículas de 25nm

disminuyendo, al menos para las potencias consideradas. En el caso de 0.5% se tiene que el ancho del haz no varía significativamente, teniendo en cuenta la incertidumbre, a pesar de que no hay auto-enfocamiento tan notorio de acuerdo a nuestra definición, de hecho el auto-enfocamiento es tan pobre que no se puede considerar que hay un haz tipo soliton pese a que el ancho disminuya un poco y no caríe más al aumentar la potencia.

En la potencia donde se formó el haz tipo soliton  $P_{oss}$  analizamos su comportamiento temporal. Para ello de los videos que se obtuvieron se observa el comportamiento de la línea de máxima intensidad y sin hacer ajustes se gráfica la intensidad de esa linea para cada cuadro del video (figura 3.6).

En particular para este tamaño de partícula el máximo tiene un comportamiento casi invariante, lo cual traduciremos como estable, además se observan algunos máximos locales lejos de la region central, lo cual indica la prescencia de anillos.

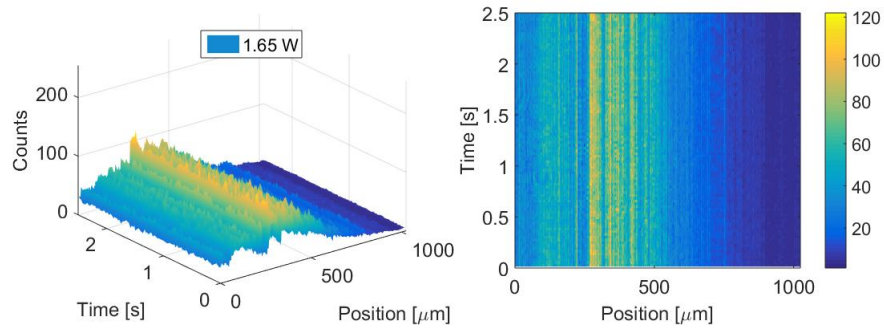


Figura 3.6: Evolución temporal de un haz tipo OSS en las partículas de 25nm a 1.65W correspondiente 2%.

Los resultados experimentales para las partículas de 42nm de diámetro con concentraciones de 0.5, 1, 2 y 3% se pueden ver en la Figura 3.7 donde se grafica el ancho contra la potencia.

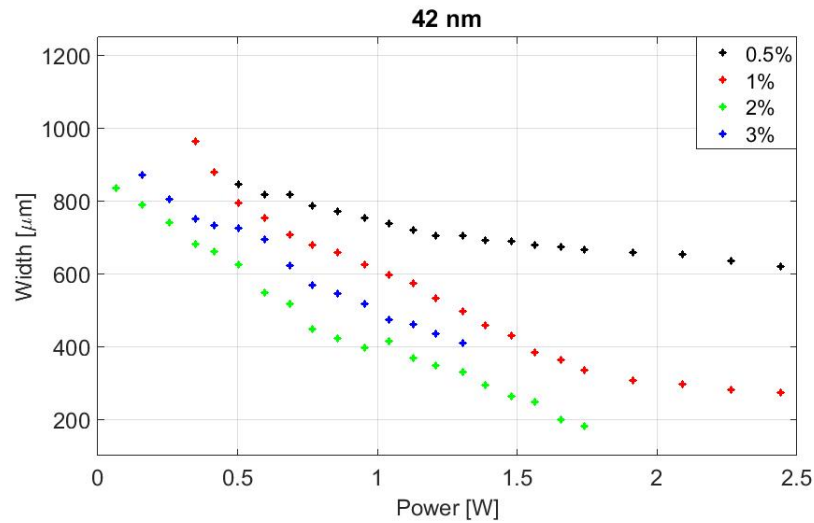


Figura 3.7: Comportamiento de las partículas de 42nm para 0.5, 1, 2 y 3% de concentración.

Observamos que el tamaño del haz se reduce más para el 2% que para las otras concentraciones, lo cual nos hace suponer que hay una concentración óptima entre 2% y 3%. Esto concuerda con la figura 2.7 de los resultados de z-scan. Por otra parte, las potencias de interés se muestran en la tabla 3.2.1.

Concentración [%]	$P_{SF}$ [W]	$W_{SF}$ [ $\mu m$ ]	$P_{oss}$ [W]	$W_{oss}$ [ $\mu m$ ]
0.5	$0.86 \pm 0.001$	$771.77 \pm 6.40$	$1.30 \pm 0.001$	$704.89 \pm 11.8$
1	$0.60 \pm 0.001$	$753.38 \pm 30.01$	$1.91 \pm 0.002$	$307.84 \pm 6.65$
2	$0.25 \pm 0.002$	$741.01 \pm 27.05$	-	-
3	$0.35 \pm 0.001$	$750.11 \pm 28.15$	-	-

Tabla 3.2: Potencias de formación para partículas de 42nm

Comparando con respecto a las partículas de 25nm, tenemos que con las de 42nm para todas las concentraciones se alcanza el auto-enfocamiento, mientras que el haz auto-colimado tipo soliton solo se logra en las concentraciones más bajas. Esto puede deberse a que al aumentar la concentración crece el número de partículas con lo que al incrementar la potencia hay amplifica la inestabilidad. Los solitones generados con este tamaño son más estrechos que los de 25nm aunque también la potencia necesaria para su generación es mayor. Para las potencias de soliton obtenemos la figura 3.8 donde se observa la evolución temporal.

De la figura 3.8 notamos solitonas estrechos y con una region de intensidad máxima mejor definida. Al tener anchos más pequeños esto implica que el haz siente un mayor cambio local en el índice de refracción de la muestra, con lo cual el auto-enfocamiento aumenta hasta alcanzar el auto-atrapamiento. Como se observa en la figura 3.8(b), la zona en la que la intensidad es nula aumenta hacia los extremos, debido al enfocamiento del haz en la región donde se aglomeran las partículas.

Los resultados para las partículas de 62nm de diámetro con sus respectivas concentraciones se muestran en la figura 3.9. Nuevamente, al aumentar la concentración y la potencia el ancho del haz se reduce, pero los anchos alcanzados, en concentraciones altas, son menores que para los tamaños previos, lo cual puede verse en la muestra de 3% de concentración donde a la potencia mínima del laser hay respuesta óptica no-lineal y ya ocurre auto-enfocamiento.

A diferencia de los casos anteriores, notamos que para 2% el tamaño del haz no decae monótonicamente con la potencia. Si tomamos en cuenta la figura 3.10 notaremos que esto se debe a la inestabilidad del haz para las concentraciones más altas, lo cual se observa como movimiento del haz perpendicular al eje óptico, además del aumento/decremento del tamaño del haz. Por esta razón el ajuste para estas imagenes da como resultado un ancho más grande del que realmente es. Por otra parte en esta figura pueden observarse los anillos que fueron mencionados para la figura 3.6 correspondiente a la estabilidad del haz en la partículas de 25nm.

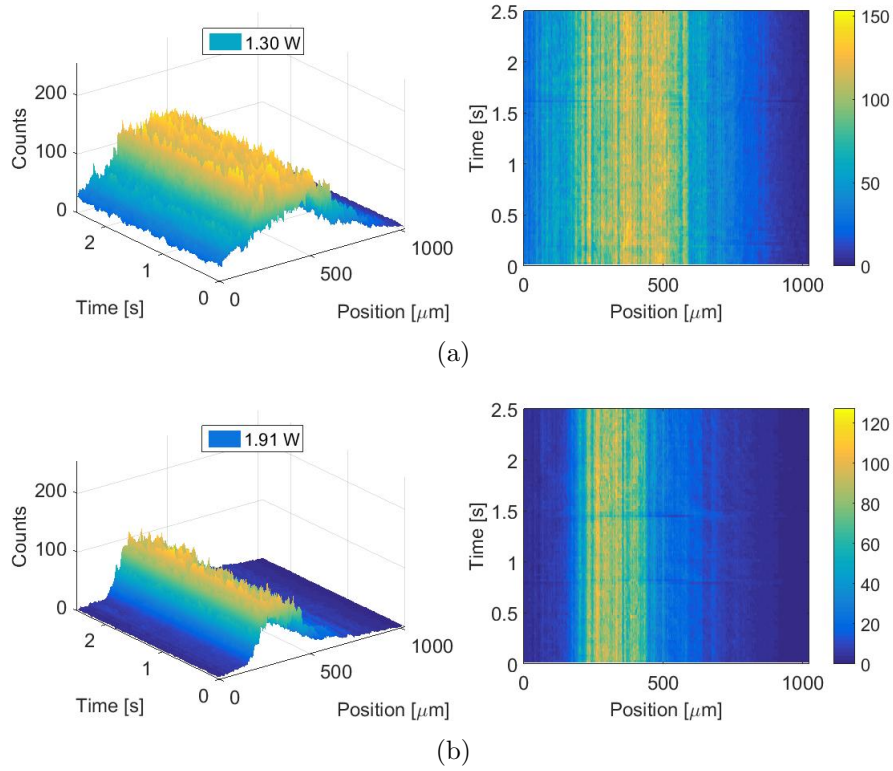


Figura 3.8: Evolución temporal de un OSS en las partículas de 42nm a la potencia  $P_{oss}$  correspondiente a: **(a)** 0.5% y **(b)** 1%.

En la tabla 3.2.1 se presentan las potencias de auto-enfocamiento y de haz tipo soliton.

Concentración [%]	$P_{SF}$ [W]	$W_{SF}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$P_{oss}$ [W]	$W_{oss}$ [ $\mu\text{m}$ ]
0.5	$0.60 \pm 0.001$	$723.27 \pm 30.09$	$1.38 \pm 0.002$	$449.58 \pm 9.87$
1	$0.25 \pm 0.002$	$753.17 \pm 76.31$	$1.21 \pm 0.001$	$224.76 \pm 72.25$
2	$0.023 \pm 0.001$	$741.48 \pm 140.1$	-	-
3	$0.023 \pm 0.001$	$444.29 \pm 63.56$	-	-

Tabla 3.3: Potencias de formación para partículas de 62nm

Para este tamaño de partícula tenemos que la condición de auto-enfocamiento se consigue con potencias menores, además de que se obtienen anchos más pequeños, aunque las bajas potencias usadas también provocan incertidumbres grandes. Análogamente, con los solitones se tienen anchos menores con potencias más bajas. Una vez más analizamos el comportamiento temporal de los solitones en la figuras 3.11.



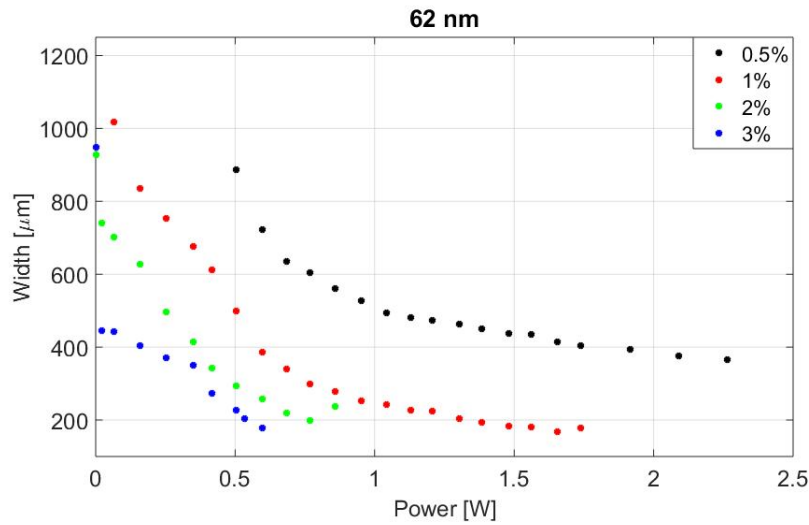


Figura 3.9: Comportamiento de las partículas de 62nm para 0.5, 1, 2 y 3% de concentración.

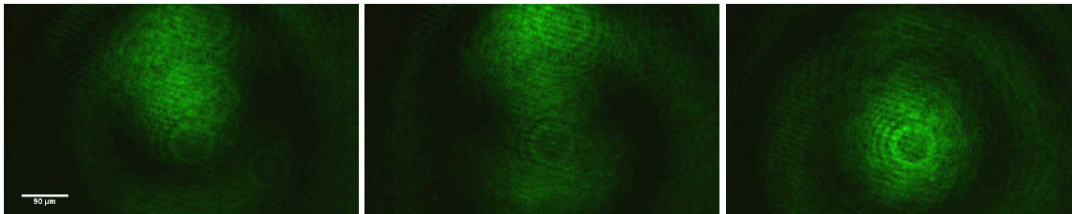


Figura 3.10: Secuencia de imágenes tomadas en el experimento para la muestra de 62nm con 2%.

Para la concentración de 0.5% no hay gran diferencia respecto a las anteriores pero para 1% tenemos un pico mejor definido y más estrecho. En la figura 3.11(b) se observa en  $t \sim 1.5\text{s}$  una caída abrupta en la intensidad, la cual se debe al paso de una burbuja, también notamos anillos debidos a la difracción producida por la burbuja, estos anillos tienen un origen diferente de los anillos previamente mencionados.

El comportamiento de las muestras con partículas de 77nm se observa en la figura 3.12.

Una vez más tenemos que el ancho disminuye e incrementa para altas concentraciones, lo cual es debido a inestabilidad como ya se mencionó. Por otra parte notamos que el ancho del haz se reduce mucho para cada valor de la potencia conforme se eleva, a

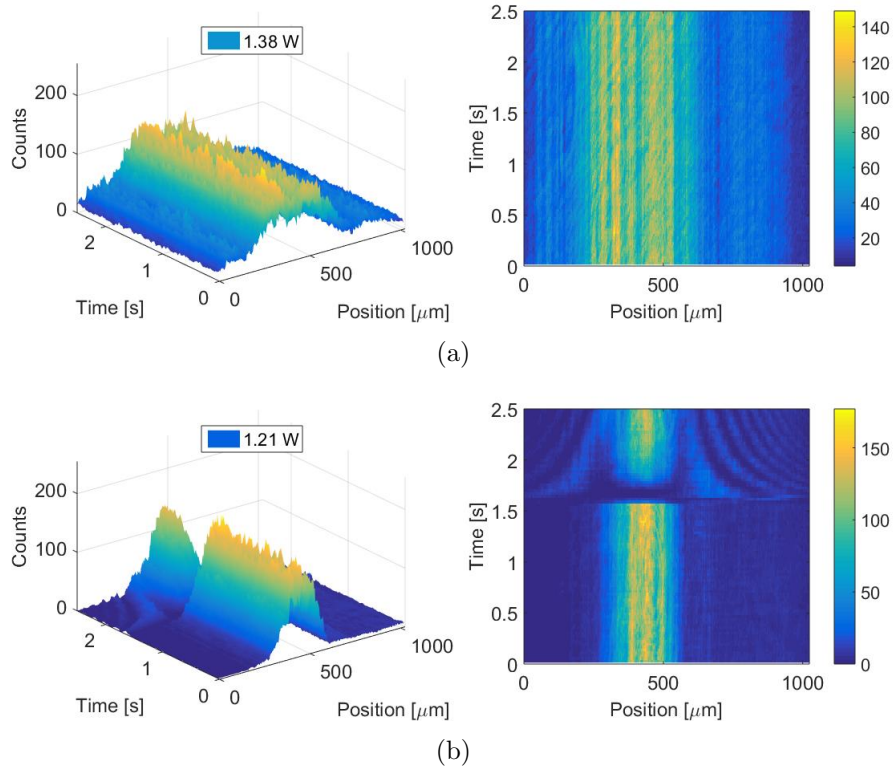


Figura 3.11: Evolución temporal de un OSS en las partículas de 62nm a la potencia  $P_{oss}$  correspondiente a: **(a)** 0.5% y **(b)** 1%.

diferencia de los otros tamaños donde la reducción es menos pronunciada. La concentración de 3% no es analizada debido que la densidad de partículas aumenta y esparce el haz hasta el punto que no llega a salir de la celda.

En la tabla 3.2.1 se presentan las potencias de auto-enfocamiento y de soliton.

Concentración [%]	$P_{SF}$ [W]	$W_{SF}$ [ $\mu m$ ]	$P_{oss}$ [W]	$W_{oss}$ [ $\mu m$ ]
0.5	$0.25 \pm 0.002$	$660.85 \pm 32.55$	$1.65 \pm 0.002$	$239.33 \pm 53.81$
1	$0.16 \pm 0.001$	$776.58 \pm 84.92$	-	-
2	$0.25 \pm 0.002$	$681.20 \pm 103.4$	-	-

Tabla 3.4: Potencias de formación para partículas de 77nm

Los haces generados tienen menor diámetro y para potencias más bajas que en las muestras con 25 y 42nm, aunque con potencias mayores que en 62nm, lo cual puede deberse a la inestabilidad debido al mayor tamaño de las partículas, ya que para partículas

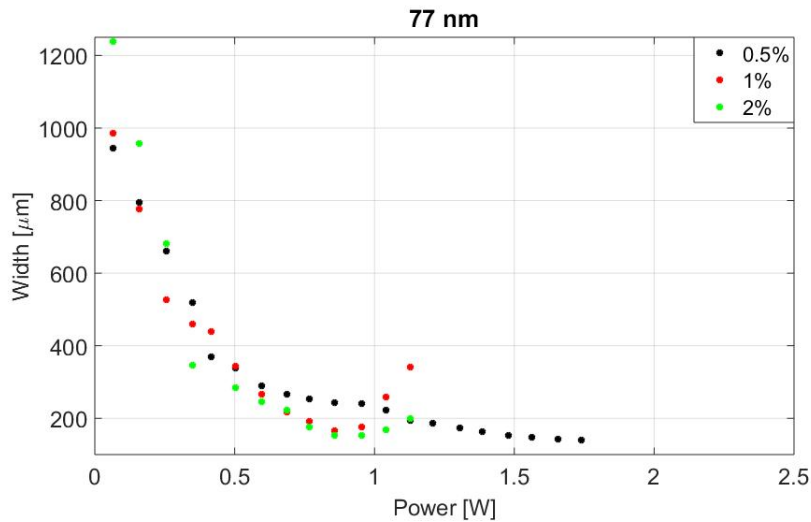


Figura 3.12: Comportamiento de las partículas de 77nm para 0.5, 1 y 2% de concentración.

más grandes hay mayor fuerza de esparcimiento, loo que provoca un mayor movimiento dentro de la muestra. Para la potencia donde se forma soliton tendremos la figura 3.13.

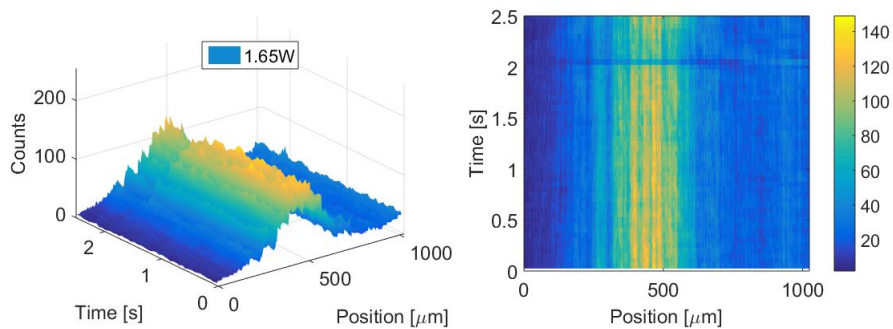


Figura 3.13: Evolución temporal de un OSS en las partículas de 77nm a la potencia  $P_{oss}$  correspondiente a 0.5%.

Pese a que encontramos auto-enfocamiento a baja potencia notamos que la potencia para la formación tipo soliton es mayor que para los casos anteriores a la misma concentración, pero a diferencia de figuras previas las irregularidades debidas a inestabilidad son pronunciadas, y el ancho del soliton no está tan bien definido, el haz luce más extendido.

### 3.2.2 Efectos de tamaño

Ahora analizaremos los haces generados a concentración fija variando el tamaño de partícula en las muestras. En la figura 3.14 se observa el ancho del haz generado por cada una de las partículas con concentración de 0.5 %, como función de la potencia de entrada a la muestra.

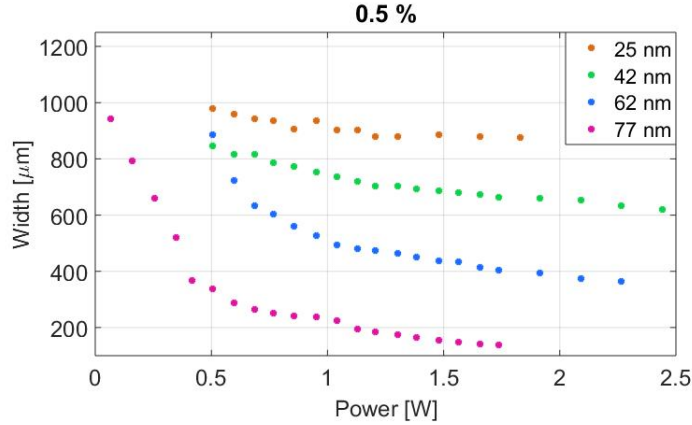


Figura 3.14: Comportamiento de las partículas de 25nm, 42nm, 62nm y 77nm para 0.5 % de concentración.

Incrementar el tamaño de las partículas influye directamente en el auto-enfocamiento, de forma que entre mayor es la partícula mayor es el auto-enfocamiento y con ello menor el ancho del haz. Si vemos esto en términos de las fuerzas que actúan sobre las partículas, recordemos que la fuerza de gradiente es  $F_g r^3$  y la fuerza de esparcimiento es  $F_s r^6$ , entonces tendremos que la fuerza de gradiente en partículas de 77nm es 30 veces mayor que en las partículas de 25nm, mientras que la fuerza de esparcimiento es 1000 veces mayor en el primer caso que en el segundo. Esto quiere decir que para 25nm es dominante la fuerza de gradiente mientras que en las de 77nm domina la fuerza de esparcimiento.

Además, para las partículas de 77nm también es posible bajar la potencia del laser para alcanzar los mismos anchos que se logran con las partículas de 25nm. Aunque por otra parte, dada la inestabilidad con 77nm, no es posible abarcar todo el rango de potencias que se logra con los otros tamaños.

Analizaremos la estabilidad para la última potencia en común para todos los tamaños (en este caso 1.65W), con la intención de poder hacer comparaciones entre ellas.

Primero, de la figura 3.15, notamos que para cada tamaño la intensidad se concentra en una región menor. Los cuatro casos parecen presentar anillos aunque para 62

y 77nm son más claros. Debido a la baja concentración no parece mostrarse inestabilidad para ninguno de los casos, de manera que salvo la presencia de los anillos el mejor haz auto-enfocado es el generado por 77nm.

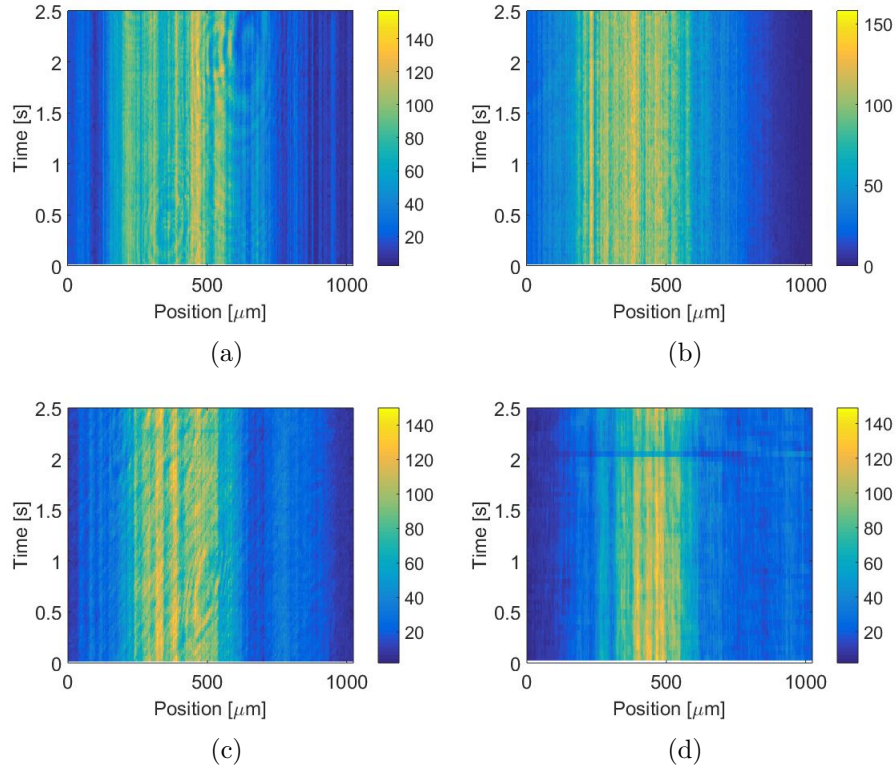


Figura 3.15: Evolución temporal de un OSS a 1.65W para (a) 25nm, (b) 42nm, (c) 62nm y (d) 77nm con 0.5 % de concentración.

Para 1% de concentración tenemos la figura 3.16, análogamente con la concentración anterior el haz reduce su ancho al aumentar el tamaño de la partícula. Para esta concentración observamos que las partículas de 42nm tienen mayor rango de potencias. Las de partículas de 62 y 77nm alcanzan anchos menores, aunque 77nm lo alcanza con potencias más bajas, pero justo después del mínimo en las partículas de 77nm el ancho del haz vuelve a crecer, lo cual indicaría inestabilidad. Para esta concentración analizaremos la estabilidad a 1.13W.

En la figura 3.17 el ancho del haz no parece variar demasiado entre las partículas de 25nm y las de 42nm. Por otra parte, al comparar con las partículas de 62 y 77nm, hay un cambio brusco entre ambos tamaños; para las partículas de 62nm se tiene un haz perfectamente definido y estable, aún teniendo la misma potencia del láser, la intensidad aumenta al concentrarse más en una región menor. Para las partículas de 77nm

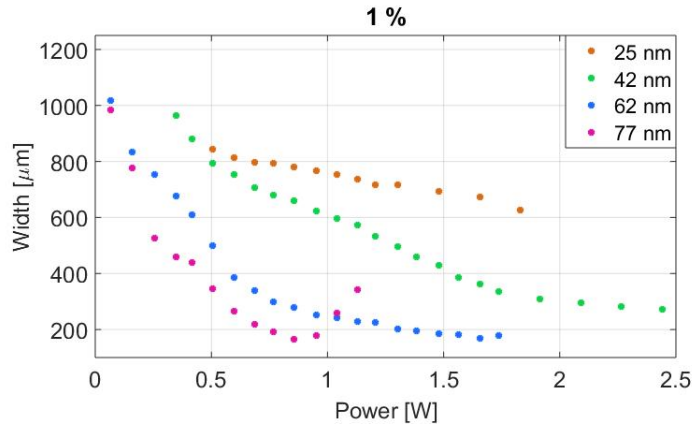


Figura 3.16: Comportamiento de las partículas de 25nm, 42nm, 62nm y 77nm para 1 % de concentración.

el auto-enfocamiento se destruye completamente debido a la inestabilidad del haz; se observan regiones de mayor intensidad, con movimiento irregular del haz y nuevamente anillos.

Para 2% de concentración la figura 3.18 muestra ancho contra potencia. En este caso las partículas de 42nm y 77nm alcanzan tamaños parecidos, pero las de 77nm con potencias menores. Las partículas de 62nm consiguen un mejor auto-enfocamiento con potencias bajas, aunque pierden su estabilidad incluso antes que las de 77nm. Para esta concentración analizaremos la estabilidad a 0.77W.

En la figura 3.19 notemos que para 0.77W, en las partículas de 25nm, aún no hay auto-enfocamiento pues el haz aún luce uniformemente distribuido (como se dijo en la figura 3.5). Para las partículas de 42nm hay auto-enfocamiento al igual que en 62 y 77nm. A pesar de que 77nm tiene el ancho más pequeño, su intensidad es muy oscilante, al igual que 42nm. Aunque 62nm esta en un potencia a la cual su ancho es mayor respecto a la potencia previa, tiene un máximo más uniforme y estable.

Para la figura 3.20 solo se tiene el ancho contra potencia de las partículas de 25, 42 y 62nm, pues como se mencionó antes, para las partículas de 77nm la densidad es tan alta que aumenta mucho el esparcimiento y no permite ver el haz a la salida de la celda. Para esta concentración ninguna de las muestras llega a potencias altas, aunque las partículas de 62nm alcanzan anchos mucho menores que los otros dos tamaños. Para este caso se analizará la estabilidad a 0.60W.

Pese a la baja potencia el auto-enfocamiento para estas muestras se ve destruido por

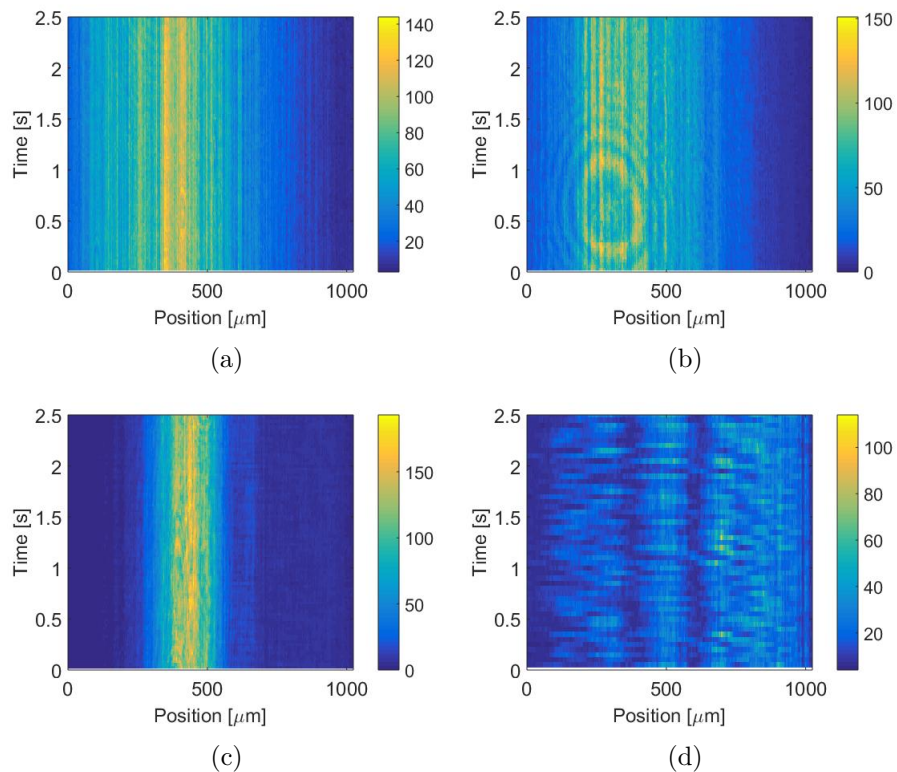


Figura 3.17: Evolución temporal de un OSS a 1.13W para (a) 25nm, (b) 42nm, (c) 62nm y (d) 77nm con 1% de concentración.

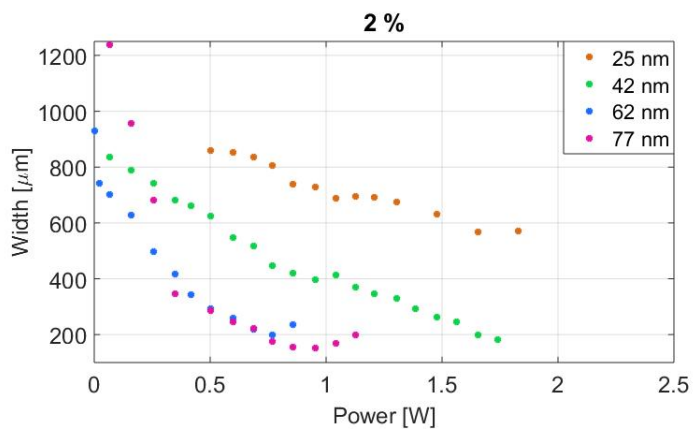


Figura 3.18: Comportamiento de las partículas de 25nm, 42nm, 62nm y 77nm para 2% de concentración.



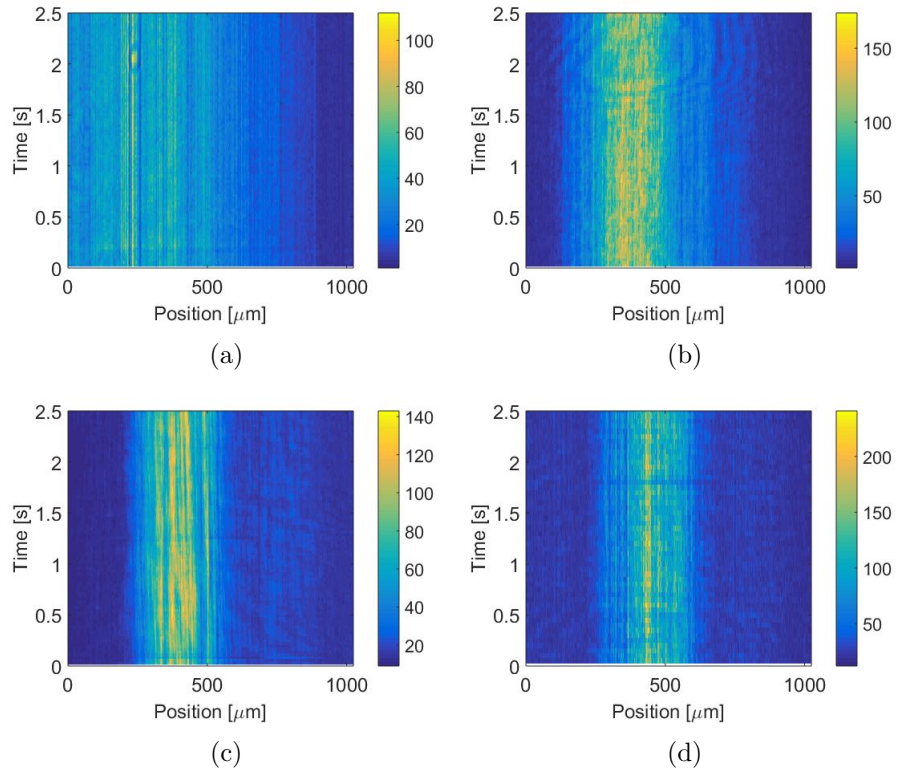


Figura 3.19: Evolución temporal de un OSS a 0.77W para (a) 25nm, (b) 42nm, (c) 62nm y (d) 77nm con 2% de concentración.

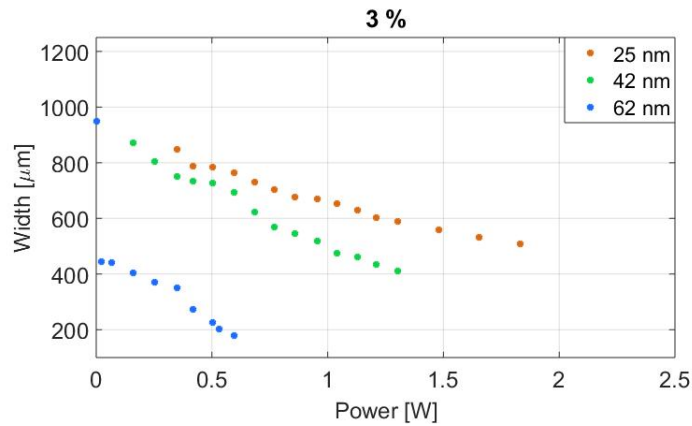


Figura 3.20: Comportamiento de las partículas de 25nm, 42nm y 62nm para 3% de concentración.



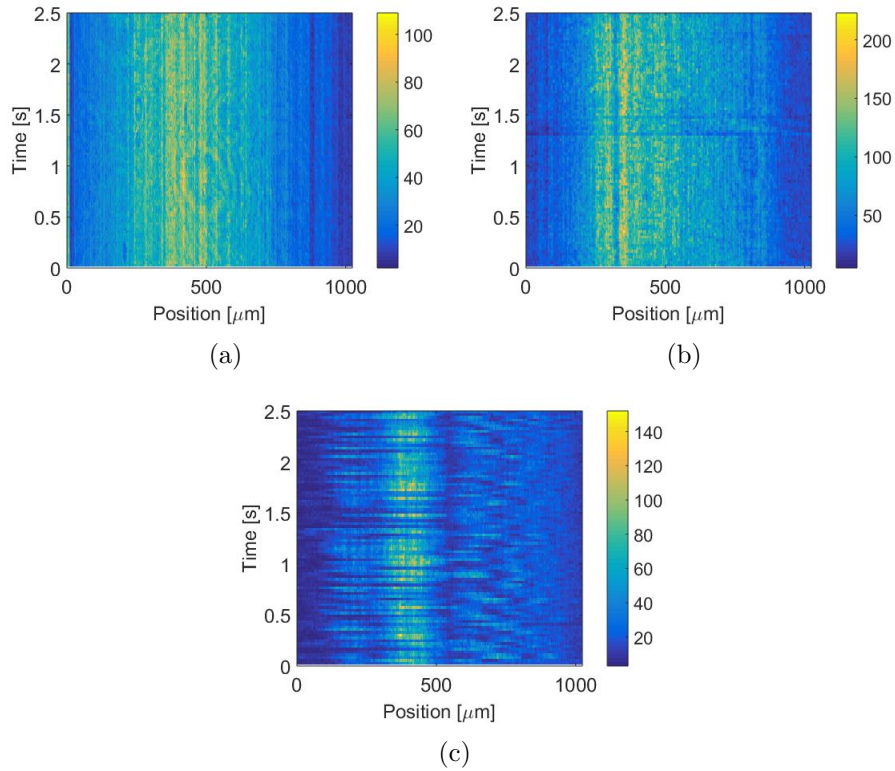


Figura 3.21: Evolución temporal de un OSS a 0.60W para (a) 25nm, (b) 42nm y (c) 62nm con 3% de concentración.

la inestabilidad del haz, la cual a su vez se debe a la alta concentración, en ninguno de los casos se forma un auto-enfocamiento que pueda ser considerado bueno.

Para resumir todos los resultados tenemos la figura 3.22, en donde se tienen los diámetros de los haces a la salida de la muestra contra las concentraciones para los distintos tamaños para la potencia de 0.60W.

De esta gráfica observamos que las partículas de 25nm tienen un comportamiento irregular, aunque en general las incertidumbres son pequeñas, como ya mencionó no se tiene auto-enfocamiento para ninguna concentración. Para 42nm nuevamente observamos una concentración óptima en 2% al alcanzar un mínimo y con incertidumbres razonables. En las partículas de 62nm notamos que al aumentar la concentración el diámetro del haz disminuye, alcanzando su mínimo para 3%, el cual de hecho es mínimo para todos los tamaños de partículas, considerando la baja potencia. Las partículas de 77nm parecen no variar su diámetro aunque no se logra observar algo en 3% de concentración y presenta incertidumbres grandes, lo cual podría ser debido a la ines-

tabilidad. Finalmente podemos concluir que, para esta potencia, 62nm tiene el mejor comportamiento.

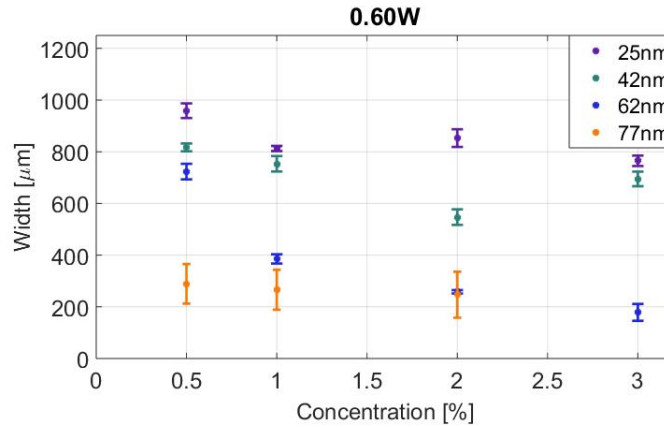


Figura 3.22: Diámetro de los haces como función de la concentración para la potencia fija 0.60W.

Por otra parte en la figura 3.23 analizamos los diámetros para 1.04W de potencia, para esta potencia las partículas de 25nm y 42nm tienen comportamientos parecidos salvo que las partículas de 42nm alcanzan tamaños menores, en el caso de 62nm no es posible alcanzar con todas las concentraciones dicha potencia pero en 0.5 y 1 % se tienen tamaños menores que para los dos tamaños de partículas previos, además de tener incertidumbres bajas, las partículas de 77nm nuevamente tienen casi el mismo tamaño para las tres concentraciones, tenemos incertidumbres grandes producidas por inestabilidades debidas a la alta potencia (como puede verse en la figura 3.17). De esta gráfica podemos decir que las mejores partículas para el auto-enfocamiento son las de 42nm.

Si bien para potencias bajas (0.60W) las mejores partículas son las de 62nm, notamos que 42nm tiene buena estabilidad, el rango de potencias en el cual se pueden usar es mayor que para 62nm para todas sus concentraciones, 42nm por otra parte para alta potencia (1.04W) tiene comportamiento parecido al que tiene para baja potencia y para ambos casos las incertidumbres son razonables a los diámetros alcanzados. De esta forma aunque con 62nm consigue tamaños menores podremos decir que 42nm son mejor opción para el estudio de solitones y de auto-enfocamiento.

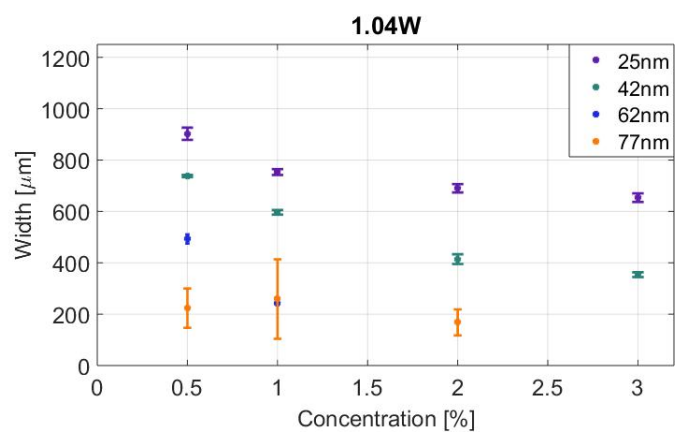


Figura 3.23: Diámetro de los haces como función de la concentración para la potencia fija 1.04W.



# Capítulo 4

## Conclusiones

En este trabajo se estudiaron y caracterizaron las respuestas no-lineales de muestras nanocoloidales con el objetivo de generar solitones en dichas muestras. Además se identificaron los parámetros óptimos para cada muestra y así optimizar la formación y propagación de solitones. Las condiciones óptimas se refieren al tamaño y concentración que permiten obtener solitones más estables con secciones transversales menores. Tenemos que la no-linealidad de las muestras cambia significativamente con el tamaño de partícula y con la concentración, como se resume en las siguientes conclusiones.

Las partículas de 25nm tienen su mejor respuesta a alta concentración, ya que en 3% notamos que la respuesta no-lineal es mayor además de tener menor absorción negativa que la correspondiente a 2% lo cual se ve reflejado en obtener menores diámetros del haz en el auto-enfocamiento pero en general podemos decir que no se encontró respuesta no-lineal para estas partículas, por lo que no se generaron solitones.

Las partículas de 42nm pueden tener una concentración óptima entre 2 y 3% lo cual se ve tanto de la respuesta no-lineal, como en los haces auto-enfocados obtenidos para dichas muestras. Sin embargo notamos que 1% de concentración tiene mayor absorción no-lineal negativa, la cual como ya dijimos es una mezcla entre absorción y dispersión, y también es una concentración a la cual es posible generar un OSS, esto muestra que aunque los diámetros conseguidos por el auto-enfocamiento no son lo más pequeños para este tamaño de partícula, la alta absorción negativa así como el auto-enfocamiento tienen una mejor compensación, lo que permite la generación del OSS, lo cual además se puede ver en la estabilidad a pesar de las altas potencias.

En las partículas de 62nm encontramos comportamientos parecidos con las partículas de 42nm, ya que puede haber concentración óptima para auto-enfocamiento entre 2 y 3% pero en 1% de concentración se compensa mejor la respuesta no-lineal de la muestra con su efecto de auto-enfocamiento logrando así un OSS, que en comparación

con las partículas de 42nm, se obtiene a menor potencia y con menor tamaño. En general notamos que para todas las concentraciones se obtienen los mismos diámetros de haz que con 42nm salvo que en 62nm se requiere menor potencia, como se mencionó previamente, esto puede deberse a que 62nm tiene mejor respuesta no-lineal (a partir de sus graficas de z-scan).

Finalmente para las partículas de 77nm tenemos que en 0.5% de concentración se tiene el mejor auto-enfocamiento, ya que se obtiene el diámetro más pequeño con la menor potencia respecto a las otras muestras estudiadas, y la única concentración a la cual hay formación de OSS, esto se justifica en su respuesta no-lineal donde se tuvo absorción positiva o auto-transparencia, por otra parte el gran tamaño de las partículas influye en mayores inestabilidades del haz. También recordemos que para las pruebas de formación de OSS no fue posible hacer observaciones en 3% de concentración, esto también es justificable a partir de la respuesta no-lineal del material, debido a que a esta concentración la absorción es negativa, lo cual implica mayor absorción del material así como dispersión, lo cual en una muestra gruesa impide la propagación por toda la celda.

En términos generales podemos diferenciar dos regímenes: uno de baja potencia y otro de alta potencia. A baja potencia las mejores muestras son 62 y 77nm y para alta potencia 42nm. En el caso de 62nm notamos que para 1 y 2% conseguimos auto-enfocamientos para potencias bajas aunque solo para 1% observamos formación de OSS, para 77nm con 0.5% el caso análogo pero a concentración baja. En cambio si lo que se busca es una muestra con mejor respuesta a alta potencia la opción es 42nm a 1%.

De las muestras mencionadas y teniendo en cuenta la estabilidad para potencias bajas (0.25W para auto-enfocamiento y 1.21W para formación de OSS) la mejor opción es 62nm al 1% y para alta potencia es 42nm al 1% (0.60W para auto-enfocamiento y 1.91W para formación de OSS), y recalamos que estas dos muestras tienen índice de refracción positivo y absorción no-lineal negativa.

# Apéndice A

## Fuerzas Ópticas

En general la interacción de la luz con un objeto puede dividirse en dos componentes, la primera es la reflexión y la refracción en la superficie del objeto y la segunda es la difracción debido al frente de onda después de que la luz interactúa con el objeto. Mientras que el patrón de radiación debido a la reflexión y la refracción emana del objeto en todas direcciones y depende del índice de refracción del objeto, el patrón de difracción va hacia delante y depende de la geometría del objeto.

Por otra parte también se pueden considerar dos regímenes, ellos son determinados por la razón que hay entre la longitud de onda  $\lambda$  del haz incidente y el tamaño  $D$  del objeto. Entonces cuando  $D \gg \lambda$  o  $D \ll \lambda$  se llama régimen de Rayleigh, y cuando  $D \approx \lambda$  es el régimen de Lorentz-Mie.

Supongamos el caso cuando  $D \ll \lambda$  entonces la diferencia entre las componentes de reflexión, refracción y difracción pueden ser ignoradas dado que la perturbación en el frente de onda incidente es mínimo.

Consideremos la fuerza debida a la presión de radiación sobre la partícula/objeto a la cual llamaremos fuerza de esparcimiento. La radiación incidente puede ser absorbida e isotrópicamente reemitida por átomos y moléculas, con esto la partícula está recibiendo dos impulsos, uno a lo largo de la propagación del haz incidente y otro en dirección opuesta debido al fotón emitido.

Dado que el fotón emitido no tiene dirección preferente se tendrá un fuerza resultante (Figura A.1) en la dirección del flujo de los fotones incidentes, esta fuerza es dirigida a lo largo de la propagación de la luz y esta dada por

$$F_s = n_b \frac{\sigma \langle S \rangle}{c} \tag{A.1}$$

donde  $n_b$  es el índice de refracción de medio,  $\langle S \rangle$  es el promedio temporal del vector de Poynting y  $\sigma$  es la sección transversal de la partícula, que en el caso de ser una partícula esférica esta dada por

$$\sigma = \frac{8}{3}\pi(kr)^4 r^2 \left( \frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 1} \right)^2 \quad (\text{A.2})$$

donde  $r$  y  $n_p$  son el radio y el índice de refracción de la partícula respectivamente.

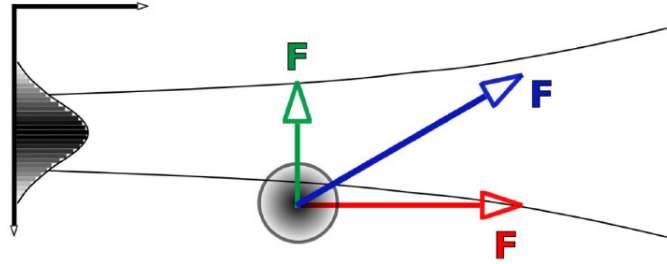


Figura A.1: Fuerzas actuando sobre una partícula esférica debidas a un haz con perfil Gaussiano.

Por otra parte consideremos la fuerza de gradiente debida a la acción de la fuerza de Lorentz sobre el dipolo inducido por el campo electromagnético en la partícula. El dipolo inducido estará dado por [8]

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.3})$$

donde la polarizabilidad  $\alpha$  esta dada por [30], entonces la fuerza debida al dipolo será

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\alpha \nabla \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.4})$$

la cual se conoce como fuerza de gradiente que experimenta la partícula. Además recordamos que

$$\langle \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) \rangle_t = \frac{1}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (\text{A.5})$$

lleva a

$$\mathbf{F}_g(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) \rangle_t = \frac{1}{2}\alpha \nabla \langle \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) \rangle_t = \frac{1}{4}\alpha \nabla |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (\text{A.6})$$

Pero la intensidad de la luz asociada al campo es [30]



$$I(\mathbf{r}) = \frac{n_b \varepsilon_0 c}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (\text{A.7})$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad del vacío. Esto finalmente lleva a la relación de la fuerza

$$\mathbf{F}_g(\mathbf{r}) = \frac{1}{2n_b \varepsilon_0 c} \alpha \nabla I(\mathbf{r}) \quad (\text{A.8})$$

La dirección de la fuerza de gradiente está dirigida hacia el área de mayor intensidad de la luz, es decir hacia el eje del haz en un perfil Gaussiano y hacia el foco del laser, si el laser es enfocado.

En un haz altamente enfocado, la fuerza de gradiente posee una componente en dirección opuesta al vector de Poynting, además de la perpendicular a él, esta componente es la que impide que la partícula sea empujada en dirección de la propagación del haz debido a la fuerza de difracción.



# Apéndice B

## Análisis de Datos mediante MatLab

Como se mencionó en el capítulo 3 una parte del análisis fue realizado mediante ajustes Gaussianos del haz a la salida de cada muestra, esquematicamente esto puede observarse en la figura B.1.

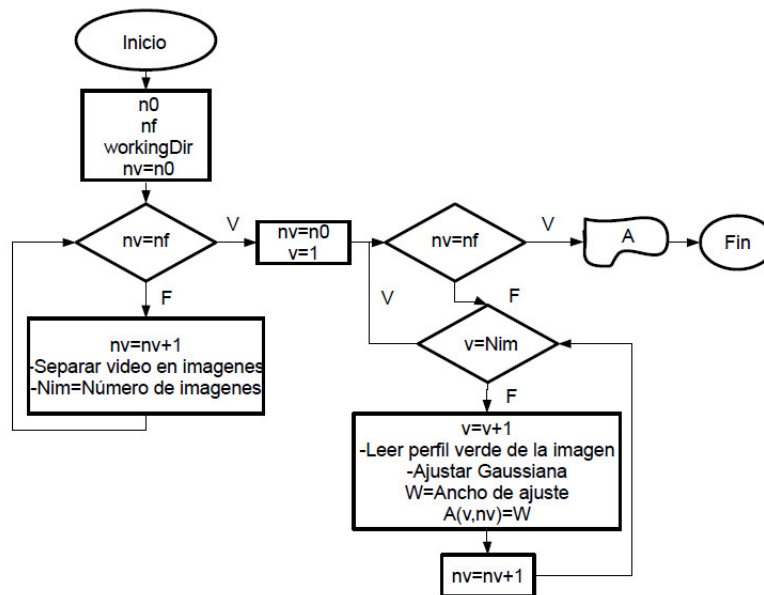


Figura B.1: Diagrama de flujo del programa en MatLab, donde  $n0$  es el video inicial,  $nf$  el video final y  $workingDir$  la carpeta donde se guardan las imagenes de los videos.

En este apéndice explicaremos detalladamente el procedimiento realizado.

### B.0.3 Ajuste Gaussiano

A lo largo de cada experimento se obtuvieron videos del comportamiento del haz después de su propagación por la muestra de 6mm, en función de la potencia del haz, de manera que se obtuvieron distintas imágenes para cada potencia (figura B.2).

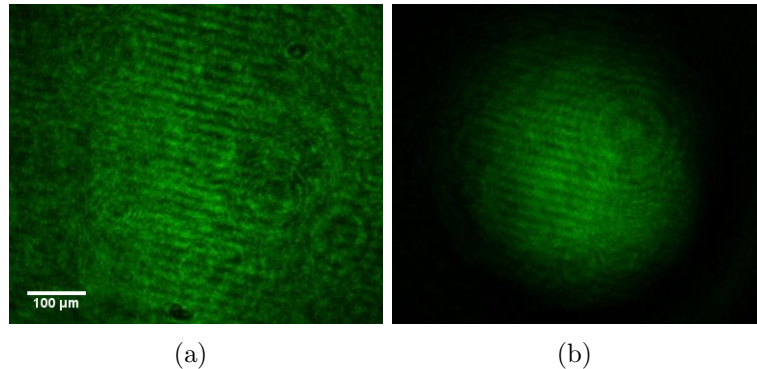


Figura B.2: Haz observado frontalmente en una muestra de 42 nm a 1% en (a) 0.50W y (b) 0.86W.

Cada una de las imágenes en la figura B.2 corresponde a una potencia diferente, es decir, a un video diferente. Una vez separadas las imágenes de cada video y guardadas en un carpeta específica se obtiene el histograma de cada imagen de forma que se obtiene la distribución de intensidad sin ningún ajuste (figura B.3). Para cada video se obtiene el promedio de los máximos de los histogramas y se normaliza con el mayor de todos.

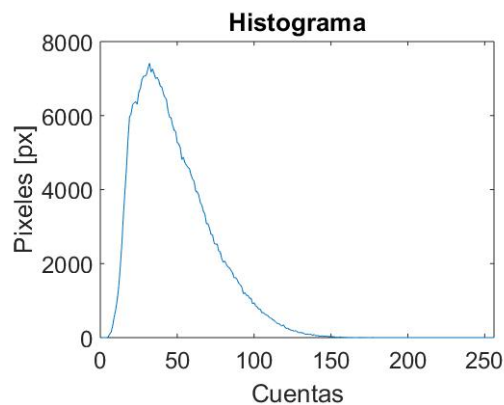


Figura B.3: Histograma correspondiente a la imagen de la figura B.2 (b).

Posteriormente las imágenes que no están por arriba de ese promedio se ignoran en el análisis (ya que las imágenes con un promedio menor pueden ser, en general, imágenes negras debidas a la inestabilidad del haz).

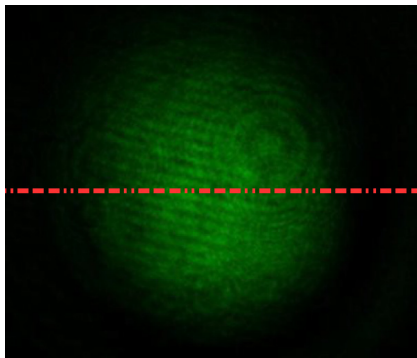


Figura B.4: Pixel de la imagen donde se encuentra el máximo.

Dado que la cámara CCD utilizada tiene capacidad de capturar imágenes en código de colores (rgb), y dado que el ancho espectral del laser incluye pequeñas componentes en el rojo y el azul, las imágenes se analizaron solo para el canal verde de la cámara. Para cada imagen se obtiene el pixel con la máxima intensidad (figura B.4). A esta línea se le ajusta una Gaussiana dada por

$$Model = a + (b - a)e^{-\left(\frac{x-c}{d}\right)^2} \quad (B.1)$$

donde  $a$  está relacionada su amplitud,  $b$  con la posición en el eje  $y$ ,  $c$  con la posición en el eje  $x$  y  $d$  con el ancho del ajuste. En la figura B.5 se muestran los ajustes para todas las imágenes en un video.

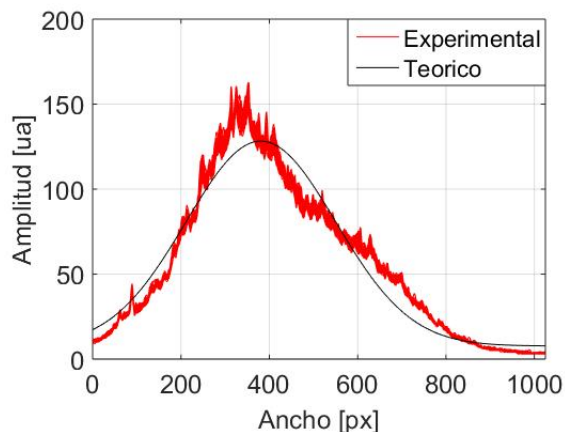


Figura B.5: Ajustes para todas las imágenes a la potencia de 0.86W.

De la ecuación (B.1) se obtienen los radios del haz en pixeles, multiplicando por un factor de  $2 * (50/47)$ , el cual se obtuvo sacando una imagen a una escala conocida, se hace la conversión del diámetro en micras. Finalmente se obtiene el promedio de los anchos de cada imagen, para un solo video, así como la desviación estándar del promedio, este ancho se guarda en un archivo de texto.

Este procedimiento se repite para todas las potencias a analizar.

**Código**

```

clc; clear all

tic
px=50/47; %Micras entre pixeles
n0=1; %Video inicial
nf=1; %Video final
workingDir ='C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\ImagenesJPG\';
nt=nf-n0+1;

for nv=n0:nf
    mkdir(workingDir,sprintf('Video%d',nv)) %hace directorio para frames
    direccion=['C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\',num2str(nv) '.avi'];
    solitonVideo = VideoReader(direccion);
    NimM(nv)=solitonVideo.NumberOfFrames; %Numero de imagenes
    for ii=1:NimM(nv)
        img=read(solitonVideo,ii);
        imwrite(fullfile(workingDir,sprintf('Video%d',nv),sprintf('fr%d.jpg',ii)));
    end
end

NimN=nonzeros(NimM);
Nim=min(NimN);

for nv=n0:nf
    ruta=['C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\Video',num2str(nv) '/'];
    for v=1:Nim
        p=[150 500 150 20]; %% p(1),p(2),p(3),p(4)
        P0=zeros(Nim,4);
        P0(:,1) = p(1)*ones(Nim,1); %Ancho del ajuste
        P0(:,2) = p(2)*ones(Nim,1); %Posicin en x
        P0(:,3) = p(3)*ones(Nim,1); %Posicin en y
        P0(:,4) = p(4)*ones(Nim,1); %Amplitud
        modelFun=@(p,x) p(4)+(p(3)-p(4)).*exp(-(x-p(2))./ p(1)).^2);

        m0=0;
        m=m0+1.*v;
        nombre_up=['frame' num2str(m) '.jpg'];
        filename_up=[ ruta nombre_up];
        a=imread(filename_up);
    end
end

```

```

    coefs=zeros(Nim,4);
    MH=zeros(1024,Nim);
    a = a(:,:,2); %perfil verde
    a=double(a);
    S=size(a);
    x=1:S(2);
    y=1:S(1);
    Mh=smooth(Mh','sgolay',1);
    MH(:,v)=Mh;
    Mp=MH(:,v);
    coe(v,:) = nlinfit(x', Mp, modelFun, PO(v,:));
    uv=find(coefs(:,3)>0);
    A(v,nv)=abs(coefs(uv,1));
    F=coe(j,4)+(coe(j,3)-coe(j,4)).*exp(-(x-coe(j,2))./coe(j,1)).^2);
end
end

A=2*A*px; %Escalamiento a micras de los diametros
for nv=n0:nf
    W(nv)=mean(nonzeros(A(:,nv))); %Anchos de los SCB
    dSt(nv)=std(nonzeros(A(:,nv))); %Desviacion estandar de los anchos
end

toc

```

## B.0.4 Evolución temporal

Para el análisis respecto a la evolución temporal se procede de manera parecida al análisis anterior.

Se separa un video en imagenes y para cada imagen se obtiene la posición del máximo en la columna correspondiente a cada pixel (figura B.6), es decir, dada la posición de un pixel en el eje  $X$  (1024px) se obtiene la posición del máximo a lo largo del eje  $Y$  (378px), análogamente dada un pixel en el eje  $Y$  se obtiene la posición del máximo a lo largo de del eje  $X$ .

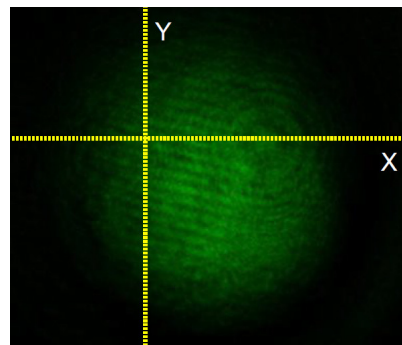


Figura B.6: Pixeles a lo largo del eje  $X$  y del eje  $Y$ .

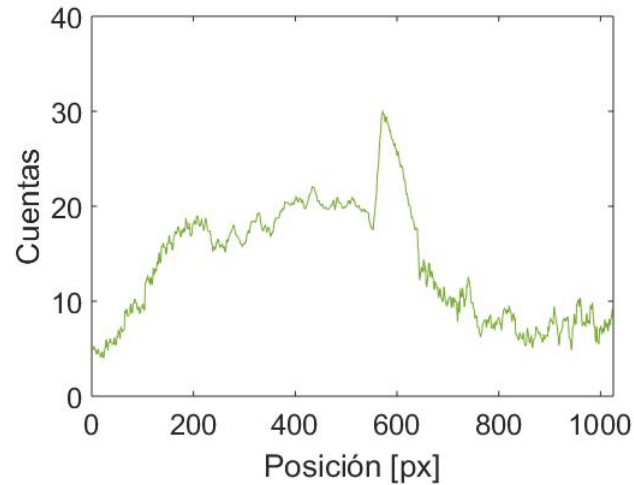


Figura B.7: Valor de los máximos en X.

Por otra parte también se obtiene el valor del máximo para cada posición (figura B.7).

Se obtiene el promedio debido a todas las imágenes para una potencia dada, esto nos da un solo valor (un pixel promedio). El pixel promedio se deja fijo y se obtienen las cuentas (información directa de la cámara CCD) para ese pixel. De esta forma se observan las variaciones en posición e intensidad debidas al cambio en potencia.

### Código

```
clc; clear all;

tic
n0=10; %Video inicial
nf=10; %Video final
workingDir ='C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\ImagenesJPG\';
nt=nf-n0+1;
time=23.75;
mm=378;
k=50/47; %micras sobre px

for nv=n0:nf
    mkdir(workingDir,sprintf('Video%d',nv)) %hace directorio para fr
```



```

    direccion=['C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\',num2str(nv) '.avi'];
    solitonVideo = VideoReader(direccion);
    NimM(nv)=solitonVideo.NumberOfFrames; %Numero de imagenes
    for ii=1:NimM(nv)
        img=read(solitonVideo,ii);
        imwrite(fullfile(workingDir,sprintf('Video%d',nv),sprintf('fr%d.jpg',ii))); %Gu
    end
end

lx=linspace(1,1024,1024);
ly=linspace(1,mm,mm);
NimN=nonzeros(NimM);
Nim=min(NimN);
Nimv=linspace(1,Nim,Nim);
[Lx,Tx]=meshgrid(lx,Nimv);
[Ly,Ty]=meshgrid(ly,Nimv);
t=Tx./time; %tiempo como matriz
tv=Nimv/time; %tiempo como vector
LX=k*Lx;
LY=k*Ly;

for nv=n0:nf
    ruta=['C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\Video',num2str(nv) '/'];
    for v=1:Nim
        m0=0;
        m=m0+1.*v;
        nombre_up=['frame' num2str(m) '.jpg'];
        filename_up=[ ruta nombre_up];
        a=imread(filename_up);
        a = a(:,:,2); %perfil verde 2
        [filx,colx]=max(a);
        pxX(v,:)=colx; %Posicin de Mximo en X
    end
    MedPxX(nv,:)=mean(pxX);
end

MaxX=mean(MedPxX);
FinX=round(mean(MaxX));

for nv=n0:nf
    ruta=['C:\Users\Monserrat\Documents\MATLAB\Video',num2str(nv) '/'];

```

```
for v=1:Nim
    m0=0;
    m=m0+1.*v;
    nombre_up=['frame' num2str(m) '.jpg'];
    filename_up=[ ruta nombre_up];
    a=imread(filename_up);
    a = a(:,:,1); %perfil verde
    a=double(a);
    X(v,:)=a(FinY,:);
end
nm=nv+nf;
figure(nv)
imagesc(lx,tv,X)
axis xy
xlabel('Position [\mum]', 'fontsize',18)
xlim([0 1024])
ylim([0 2.5])
zlim([0 255])
ylabel('Time [s]', 'fontsize',18)
hold on

end

toc
```

# Bibliografía

- [1] P. W. Smith, A. Ashkin, and W. J. Tomlinson, *Four-wave mixing in an artificial Kerr medium*, Opt. Lett. 6 (6), (1981).
- [2] P. Smith, P. Maloney and A. Ashkin *Use of a liquid suspension of dielectric spheres as an artificial Kerr medium*, Optics Letters, 7(8):347-349, 1982
- [3] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and P. W. Smith, *Continuous-wave self-focusing and self-trapping of light in artificial Kerr media*, Opt. Lett. 7 (6), (1982)
- [4] R. Gordon and J. T. Blakely, *Particle-optical self-trapping*, Phys. Rev. A 75, 055801 (2007)
- [5] R. El-Ganainy, et al. *Soliton dynamics and self-induced transparency in nonlinear nanosuspensions*, Opt. Lett. 15, 16 (2007)
- [6] R. El-Ganainy, et al. *Optical beam instabilities in nonlinear nanosuspensions*, Opt. Lett. 32, 21 (2007)
- [7] R. Terborg, *Guía de luz inducida por luz en un medio no lineal*, 2013
- [8] D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, McGraw-Hill, New York, 1975
- [9] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics*, John Wiley and Sons, New York, 1984
- [10] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, New York, 2003
- [11] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, New York, 1991
- [12] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, Phys. Rev. Lett. 15, 240 (1965)
- [13] M. J. Ablowitz and P. A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations, and Inverse Scattering*, Cambridge University Press, New York, 1991

- [14] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: from fibers to photonic crystals*, Academic Press, California, 2003
- [15] B. Berne and R. Pecora, *Dynamic Light Scattering: With Applications to Chemistry, Biology and Physics*, Dover Publication, New York, 2000
- [16] M. Sheik-Bahae, et al. *High-sensitivity, single beam  $n_2$  measurements*, Opt. Lett. 14(17):955-957, (1989).
- [17] M. Sheik-Bahae, et al. *Sensitivity measurements of optical nonlinearities using single beam*, IEEE J. Quant. Electron. 26(4):760-769 (1991).
- [18] M. Sheik-Bahae, et al. *Nonlinear refraction and optical limiting in thick media*, IEEE J. Quant. Electron. 30(8):1228-1235 (1991).
- [19] T. Xia, et al. *Eclipsing Z-scan measurement of  $\lambda/10^4$  wave-front distortion*, Opt. Lett, 19(5):317, (1994).
- [20] M. Sheik-Bahae, et al. *Measurement of nondegenerate nonlinearities using a two-color Z-scan*, Opt. Lett, 17:258, (1992).
- [21] W. Zhao, et al. *Z-scan technique using top-hat beams*, Appl. Phys. Lett, 63(12):1612-1615 (1993).
- [22] R. E. Bridges, et al. *Z-scan measurement technique for non-Gaussian beams and arbitrary sample thicknesses*. Opt. Lett, 20(17):1821-1823 (1995).
- [23] S. Q. Chen, et al. *Study on Z-scan characteristics for a large nonlinear phase shift*. J. Opt. Soc. Am. B 22(9):1911-1916 (2005).
- [24] R. E. Samad, et al. *Analytical description of z-scan on-axis intensity based on the Huygens-Fresnel principle*. J. Opt. Soc. Am. B, 15(11):2742-2747 (1998).
- [25] J. P. Gordon, et al. *Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples*. J. Appl. Phys. 36:3-8 (1965).
- [26] C. A. Carter, et al. *Comparison of models describing the thermal lens effect*. J. Appl. Phys. 23:476-481 (1984).
- [27] C. Hu, et al. *New thermooptical measurement methods and a comparison with other methods*. Appl. Opt. 12:72-79 (1973).
- [28] S. J. Sheldon, et al. *Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model*. Appl. Opt. 21:1663-1669 (1982).

- [29] Nazanin Karimi, et al. *Phase-front curvature effects on nematicon generation*. J. of the Opt. Soc. Am. B 33: 903-909 (2016).
- [30] Y. Harada, T. Asakura. *Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime*. Opt. Commun. 124: 529-541 (1996).