



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
**POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS**  
**INSTITUTO DE FÍSICA**  
**ÓPTICA**

**GUIA DE LUZ INDUCIDA POR LUZ EN UN MEDIO NO LINEAL**  
**ARTIFICIAL**

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

PRESENTA:

**ROLAND ALFONSO TERBORG DEL ROSAL**

TUTOR PRINCIPAL  
DRA. KAREN PATRICIA VOLKE SEPÚLVEDA  
INSTITUTO DE FÍSICA UNAM  
MIEMBROS DEL COMITÉ TUTORAL  
DR. EUGENIO LEY KOO  
INSTITUTO DE FÍSICA UNAM  
DR. PEDRO ANTONIO QUINTO SU  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES UNAM

MÉXICO, D. F. SEPTIEMBRE 2013

## Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Terborg  
del Rosal  
Roland Alfonso  
5540379888  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Instituto de Física

2. Datos del tutor

Dra.  
Karen Patricia  
Volke  
Sepúlveda

3. Datos del sinodal 1

Dr.  
Pedro Antonio  
Quinto  
Su

4. Datos del sinodal 2

Dr.  
Jesús  
Garduño  
Mejía

5. Datos del sinodal 3

Dr.  
Juan  
Hernández  
Cordero

6. Datos del sinodal 4

Dr.  
Erwin José Armando  
Martí  
Panameño

7. Datos del trabajo escrito

Guía de luz inducida por luz en un medio no lineal artificial.

24 p.

2013

*A mis padres y a la pequeña  
Anja*

IV

# Agradecimientos

A Karen por todo su apoyo y dedicación.

A Juan P. Torres por sus valiosas aportaciones y discusiones además de darme la oportunidad de realizar parte de la investigación en ICFO.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONCYT) por el apoyo económico durante la maestría.

# Resumen

Las suspensiones en agua de nanopartículas dieléctricas poseen propiedades ópticas no lineales importantes. En este trabajo se muestra la capacidad que tiene un haz de bombeo,  $\lambda = 532\text{nm}$  con potencias del orden de 1W en onda continua, para generar una guía de onda en el medio por la cual se puede propagar un haz de prueba de potencia mucho menor. Se muestra que al variar la potencia o la trayectoria del haz de bombeo es posible modificar el tamaño del haz de prueba e incluso dirigirlo en un rango de ángulos de al menos  $4^\circ$ , controlando así luz por medio de luz.

# Abstract

Water suspensions of dielectric nanoparticles have significant nonlinear optical properties. This paper shows the ability of a pump beam,  $\lambda = 532\text{nm}$  with powers of the order of 1W CW, to generate a waveguide in the medium through which a probe beam of much lower power can propagate. It is shown that by varying the power or the pump beam path it is possible to modify the size of the probe beam and even steer it in a range of angles of at least  $4^\circ$ , thus controlling light by light.



# Índice general

<b>1. Introducción: Medios no lineales, solitones ópticos y medios no lineales artificiales</b>	<b>1</b>
1.1. Medios no lineales y efecto Kerr óptico . . . . .	1
1.2. Autoenfocamiento y solitones ópticos . . . . .	2
1.3. Medios no lineales artificiales . . . . .	3
<b>2. Descripción del sistema y del autoenfocamiento en MNLA</b>	<b>7</b>
2.1. Autoenfocamiento en MNLA . . . . .	8
2.2. Guía de onda en el MNLA . . . . .	9
2.3. Consideraciones para la alineación y procesamiento de imágenes	11
<b>3. Resultados y Análisis</b>	<b>15</b>
3.1. Observación de acoplamiento . . . . .	15
3.2. Desviación . . . . .	15
<b>4. Conclusiones</b>	<b>21</b>



# Capítulo 1

## Introducción: Medios no lineales, solitones ópticos y medios no lineales artificiales

### 1.1. Medios no lineales y efecto Kerr óptico

Cuando un material se encuentra en un campo eléctrico sus propiedades eléctricas cambian, pues se induce una polarización. La polarización  $\mathbf{P}$  se puede poner en términos del campo eléctrico  $\mathbf{E}$  [1]:

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0[\chi^{(1)}\mathbf{E}(t) + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3(t) + \dots] \equiv \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots \quad (1.1)$$

donde  $\chi^{(n)}$  es la susceptibilidad eléctrica de orden  $n$  y es un tensor de rango  $n+1$ .

En muchos casos, como en el de la óptica lineal, puede bastar con considerar al medio como lineal y tomar sólo hasta el primer término en la expansión. Si el campo es suficientemente intenso será necesario tomar en cuenta órdenes superiores, dando lugar a efectos no lineales entre los cuales figura el efecto Kerr óptico. Dicho efecto es un fenómeno no lineal de tercer orden en donde el índice de refracción del material varía como el cuadrado de la amplitud del campo eléctrico de la onda, o sea, es proporcional a la intensidad.

El efecto Kerr óptico se hace evidente en medios centrosimétricos, donde el término no lineal de segundo orden se anula; a este tipo de materiales se les llama “medios tipo Kerr”. El índice de refracción, en la dirección de polarización de la onda que genera el efecto Kerr, se puede expresar en



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.

términos de la intensidad  $I$  de dicha onda:

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (1.2)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción del medio cuando no hay campos presentes. Un ejemplo de medio tipo Kerr es el  $CS_2$ , un líquido donde se tienen los valores para los coeficientes  $n_0 = 1.63$ ,  $n_2 = 3.2 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{W}$  [1].

Se conocen varios materiales que presentan este fenómeno no lineal, los más usados son soluciones líquidas homogéneas de sustancias que, por lo general, son tóxicas. Por los valores de  $n_2$  de los medios tipo Kerr convencionales, para apreciar efectos no lineales es necesario tener potencias muy altas [2], por lo cual es común que para su uso sean necesarios láseres pulsados.

## 1.2. Autoenfocamiento y solitones ópticos

Uno de los fenómenos que se puede observar en un medio tipo Kerr es el autoenfocamiento de un haz. Esto sucede al introducirse un haz con potencia superior a la crítica en el medio no lineal, generando un cambio en el índice de refracción que será proporcional a su perfil de intensidad. Si, por ejemplo, el haz de entrada tiene un perfil gaussiano el medio presentará una variación en su índice de refracción con la misma distribución espacial que la del haz, generando una especie de lente convergente dentro del medio. El mismo haz a su vez será enfocado por la alteración en el medio, iniciando así el ciclo de autoenfocamiento. Si el enfocamiento por parte del medio supera la naturaleza divergente del haz, éste se enfocará hasta el punto de saturación o daño del material.

Dependiendo del medio en que se propaga la onda pueden darse casos especiales en donde la divergencia del haz se ve exactamente compensada por el efecto de autoenfocamiento. En estos casos el haz se propaga en forma de un filamento cuya distribución de intensidad se mantiene constante a lo largo de su propagación. A este tipo de ondas se les conoce como solitones ópticos [3].

En medios tipo Kerr los solitones sólo pueden propagarse en (1+1)D, es decir, una dimensión transversal y una a través de la cual se propaga. En el caso de (2+1)D invariablemente sufren un colapso catastrófico que puede llevar

al daño del material. Sin embargo se puede modificar el material o inducir saturación de manera que pueda darse la propagación de solitones.

Para los casos de propagación en (1+1)D es posible obtener una expresión analítica del campo de un solitón. Para ello consideramos una onda cuya envolvente  $u$  es de variación lenta. Si se propaga a lo largo de  $z$  en un medio no lineal cuyo índice de refracción depende de su intensidad, se deberá satisfacer la siguiente ecuación [4]:

$$i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2\beta}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \gamma|u|^2u = 0, \quad (1.3)$$

donde

$$\beta^2 = \mu_0\epsilon_0\omega_0^2(1 + \chi^{(1)})$$

y

$$\gamma = \frac{3\mu_0\epsilon_0\omega_0^2\chi^{(1)}}{8\beta},$$

con  $\omega_0$  la frecuencia del campo y  $\mu_0$  y  $\epsilon_0$  la permeabilidad y permitividad en el vacío. A la ec. 1.3 se le conoce como la *Ecuación no lineal de Schrödinger*. Las funciones secantes hiperbólicas son soluciones a esta ecuación en una dimensión, de donde el campo eléctrico de la onda en cuestión tiene la forma [4]:

$$E(x, z, t) = A\operatorname{sech}(Bx)\exp[i(Cz - \omega_0 t)], \quad (1.4)$$

con  $A, B, C$  constantes.

La ec. 1.4 es la expresión del campo óptico de un solitón espacial brillante en (1+1)D. El hecho de que en la envolvente no haya dependencia en  $z$  deja claro que este tipo de onda no se difracta al propagarse.

Una de las propiedades de los solitones es su capacidad de interactuar con otro solitón como lo harían dos partículas, en vez de en vez de hacerlo como ondas electromagnéticas, las cuales en medios lineales sólo se superponen.

### 1.3. Medios no lineales artificiales

A principios de la década de 1980 se reportó el descubrimiento de las propiedades ópticas no lineales de suspensiones de nanopartículas dieléctricas. Este nuevo tipo de medios no lineales fue reportado por el grupo de Ashkin y en ellos se observaron los efectos de mezclado de 4 ondas [5] y de

autoenfocamiento [6]. En un principio a este tipo de materiales, conocidos ahora como *medios no lineales artificiales* (MNLA) se les adjudicaban propiedades no lineales de tipo Kerr. Varios modelos se han propuesto para entender la respuesta de estos medios, los cuales van desde comportamiento tipo Kerr y super-Kerr hasta exponencial. A pesar de que aún no ha sido completamente explicado el tipo de respuesta de este fenómeno, un experimento reciente [7] hecho con este fin ha mostrado que el modelo de respuesta exponencial ajusta mejor los datos experimentales.

Si bien en los medios no lineales convencionales los fenómenos dependientes de la intensidad se deben principalmente a la respuesta electrónica no resonante, electrostricción o a orientación molecular [1], en MNLA se puede explicar por los cambios en la concentración de partículas debido a fuerzas de gradiente óptico, similar al caso de las pinzas ópticas.

Si las micropartículas son esferas de radio  $r$  con índice de refracción  $n_p$  en un medio de índice de refracción  $n_m$ , al aplicar un campo eléctrico  $\mathbf{E}$  se tiene una polarización [8]:

$$\mathbf{P} = n_m^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) r^3 \mathbf{E} = p \mathbf{E}, \quad (1.5)$$

donde  $n = n_p/n_m$  y  $p$  es la polarizabilidad efectiva, considerando una respuesta lineal dentro del material dieléctrico. Debido a esta polarización las esferas sentirán una fuerza

$$F_{grad} = (\mathbf{P} \cdot \nabla) \mathbf{E} = \frac{p \nabla (E_{rms}^2)}{2}, \quad (1.6)$$

lo cual, en el caso de que  $n > 1$ , lleva partículas de una zona donde la intensidad del campo es menor a una donde es mayor, aumentando así la concentración de partículas y por ende incrementando el índice de refracción en zonas de mayor intensidad con respecto al resto. Una aproximación del índice de refracción efectivo es:

$$n_{efectivo} = n_m + f(n_p - n_m), \quad (1.7)$$

con  $f$  la razón volumétrica entre esferas y líquido.

La relación entre  $f$  y la distribución de intensidad es crucial para determinar el tipo de respuesta del medio. Algunos de los modelos propuestos tratan al sistema de nanopartículas en agua como un gas ideal [9] o como un gas de esferas duras [10]. Un modelo más completo considera además fuerzas de Van

der Waals y de apantallamiento por cargas superficiales en las esferas [11]; al ajustar los diferentes parámetros en este modelo, se tiene una mejor correspondencia con el experimento.

Si consideramos bajas concentraciones de partículas, podemos estudiar al sistema con el modelo de difusión de partículas no interactuantes entre sí [9, 12]. Partimos de la ecuación de continuidad para la concentración de partículas  $C$  y densidad de corriente  $\mathbf{J}$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}, \quad (1.8)$$

con

$$\mathbf{J} = D\left(\frac{C}{K_B T}\mathbf{F} - \nabla C\right), \quad (1.9)$$

donde  $D$  es el coeficiente de difusión y  $\mathbf{F}$  es la fuerza óptica.

La ecuación de onda para el caso de bajas concentraciones de partículas, considerando esparcimiento de Rayleigh, es [9]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{n_m^2 + (n_p^2 - n_m^2)C}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

Ya que buscamos soluciones para haces monocromáticos en el estado estacionario debe cumplirse que

$$\frac{\partial C}{\partial t} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\omega^2 \mathbf{E}.$$

Escogiendo a  $\mathbf{F}$  como la fuerza de gradiente óptico de la ec.1.6 y resolviendo las ecs. 1.8-1.10 para  $C$ , obtenemos [9]:

$$C = C_0 \exp\left(\frac{I}{I_0}\right), \quad (1.11)$$

donde  $C_0$  es la concentración cuando no hay un haz presente e  $I_0$  se relaciona con la intensidad crítica.

Al aumentar la concentración de las partículas con la intensidad del haz se genera una especie de lente que concentra al haz, de manera similar a los medios tipo Kerr, con lo cual se da origen el fenómeno de autoenfocamiento,

con la diferencia de que en los MNLA el tipo de respuesta del material permite que el haz enfocado sea estable.

De manera alternativa se ha encontrado que el fenómeno de termoforesis negativa puede dar lugar al autoenfocamiento en MNLA [13]. Dado que para lograr termoforesis negativa es necesario tener condiciones específicas de parámetros sobre los cuales no tenemos control, resulta poco probable que este fenómeno sea el responsable de la respuesta no lineal en nuestros experimentos.

Una de las principales ventajas que presentan los MNLA frente a medios tipo Kerr convencionales es que el coeficiente no lineal de los primeros es significativamente mayor (con  $n_2$  hasta  $10^5$  veces mayor que el de  $CS_2$  [8]), permitiendo observar fenómenos no lineales con potencias del orden de 1W en onda continua. El hecho de que la respuesta de los MNLA no sea dependiente de la polarización del campo, como ocurre con los medios Kerr convencionales, también puede ser una característica favorable desde el punto de vista de guías de onda.

## Capítulo 2

# Descripción del sistema y del autoenfocamiento en MNLA

Cuando un haz con potencia mayor a la potencia crítica entra en un MNLA, genera un gradiente de índice de refracción en el material debido a un incremento en la concentración de partículas en la región donde se encuentra el haz. Es este cambio en el índice de refracción el que contrarresta la divergencia que el haz experimentaría en propagación libre.

El objetivo principal de este trabajo es el de probar que la modificación que produce el haz en el MNLA puede servir como guía de onda, similar a una fibra óptica, para un segundo haz con una longitud de onda diferente y potencia inferior a la necesaria para producir un efecto no lineal. Más aún, se busca mostrar que es posible inducir cambios en la trayectoria y perfil de este segundo haz variando únicamente la dirección de propagación y potencia del haz que da origen al fenómeno no lineal.

En este capítulo se describe el fenómeno de autoenfocamiento en MNLA así como las características del arreglo con el que se estudió la guía de onda en estos medios.

## 2.1. Autoenfocamiento en MNLA

En la Figura 2.1 se muestra un arreglo experimental simple mediante el cual se puede observar el fenómeno de autoenfocamiento en MNLA. En este arreglo se enfoca con un objetivo de microscopio de 20x el haz de bombeo (HB), un láser verde de onda continua con longitud de onda de  $\lambda_{HB} = 532\text{nm}$ . El plano focal se ubica dentro de una celda de 5mm de profundidad que contiene al medio no lineal. El MNLA consiste en partículas de poliestireno de 50nm de diámetro suspendidas en agua destilada con una concentración de sólidos del 1% y coeficiente de atenuación  $\alpha = 3.4\text{cm}^{-1}$ . Los índices de refracción de las partículas son  $n_p = 1.60$  ( $n_p = 1.59$ ) para  $\lambda = 532\text{nm}$  ( $\lambda = 633\text{nm}$ ).

Ya que el haz de entrada es de tipo gaussiano de diámetro  $2w = 1.4\text{mm}$ , al enfocarse en el medio no lineal tendrá una cintura  $2w_0 \approx 5.8\mu\text{m}$  y un rango de Rayleigh  $Z_R \approx 37\mu\text{m}$ <sup>1</sup>. Se procuró situar el plano focal aproximadamente a  $1.5Z_R$  dentro del medio a partir de la cara anterior de la celda. Por medio de la cámara CCD se registraron los cambios en el perfil del haz al salir del medio no lineal. Debido al arreglo y al equipo utilizado, sólo fue posible observar al haz después de que éste realizara una propagación libre de aproximadamente 2cm.

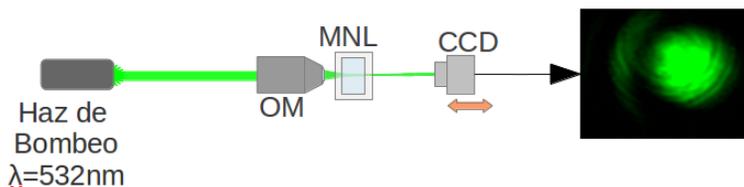


Figura 2.1: Arreglo experimental usado para observar el fenómeno de autoenfocamiento en medios no lineales artificiales. OM, objetivo de microscopio de 20x ; MNL, cuvette de 5mm de camino óptico conteniendo el medio no lineal; CCD, cámara CCD a color

Para potencias de bombeo ( $P_B$ ) menores a 600mW no se aprecian cambios en el perfil del haz. No fue posible determinar una potencia crítica para la cual

<sup>1</sup>Para los objetivos de nuestro estudio, esta aproximación es suficiente, sin embargo un cálculo más exacto de estos datos debería considerar la aberración esférica de las interfases planas aire-vidrio, vidrio-líquido en la onda convergente.

se inicia el fenómeno de autoenfocamiento pero sabemos que se encuentra, para los parámetros de este experimento, entre 600mW y 750mW. Con potencias de más de 750mW ya son evidentes cambios en la distribución de intensidad. En general, debido a que los cambios en el haz son graduales, no se tienen límites bien definidos para los fenómenos observados. A continuación se describen los cambios presentados por el haz en diferentes intervalos de potencias:

- $750 \lesssim P_B \lesssim 1000mW$  : El tamaño del haz disminuye conforme se aumenta la potencia pero conserva una estructura circular con un solo máximo de intensidad cerca de su centro geométrico.
- $1000mW \lesssim P_B \lesssim 1500mW$ : La estructura del haz se conforma ahora por porciones de anillos concéntricos con un núcleo circular de mayor intensidad. Al aumentar la potencia en este intervalo aumenta la cantidad de anillos y la fracción de círculo que subtienden. Al mismo tiempo disminuyen tanto el ancho y espacio entre anillos como el diámetro del núcleo.
- $1500mW \lesssim P_B \lesssim 3500$  : La geometría del haz tiene un comportamiento similar que en el caso anterior, con la diferencia de que en este caso el perfil de intensidad no es estable. La posición del máximo del núcleo oscila, dentro de una zona definida, varias veces por segundo.

Por seguridad del equipo no se investigó el fenómeno para potencias mayores a 3500mW y hasta este punto no se halló un límite superior de potencia para el cual se dejara de observar el autoenfocamiento. Para los objetivos de esta investigación sólo fue necesario trabajar en el rango de potencias entre 900mW y 1500mW.

Por la naturaleza del fenómeno de autoenfocamiento en MNLA, éste tiene un tiempo de reacción del orden de centésimas de segundo.

En la Figura 2.2 se muestran imágenes del haz de bombeo al salir del MNLA para diferentes potencias dentro del rango de trabajo.

## 2.2. Guía de onda en el MNLA

En la Figura 2.3 se muestra una versión extendida del arreglo de la Figura 2.1 con la cual, además de generar autoenfocamiento del haz de bombeo (HB) en un MNLA, se puede simultáneamente guiar un haz de prueba (HP) de

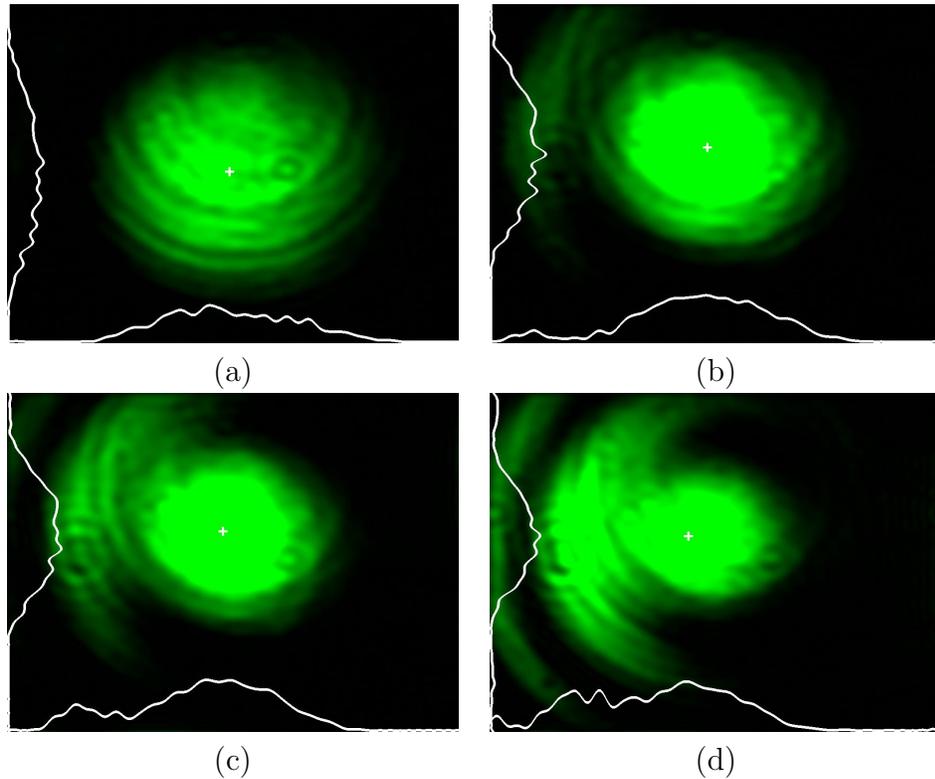


Figura 2.2: Perfil del haz de bombeo al salir del MNLA, después de una propagación libre de aprox. 2cm. Las imágenes corresponden a potencias de (a) 939mW, (b) 1123mW, (c)1266mW, (d) 1434mW. Las curvas blancas muestran para cada caso los perfiles vertical y horizontal del haz a partir del centroide del núcleo, marcado por una cruz blanca. En (b),(c) y (d) se puede apreciar la estructura de anillos descrita en el texto.

potencia  $< 25\text{mW}$  onda continua y de longitud de onda  $\lambda_{HP} = 633\text{nm}$ . El HP se hace pasar por un expansor de haz con el cual se colima y logra que tenga un diámetro similar al HB. Mediante un espejo dicróico se superponen y alinean ambos haces de manera que se propaguen colineales. Ya que el HP tiene una intensidad mucho menor al HB, con ayuda de un segundo espejo dicróico colocado después del MNL es posible reflejar la mayor parte del HB con el fin de observar simultáneamente las modificaciones que sufren los dos haces.

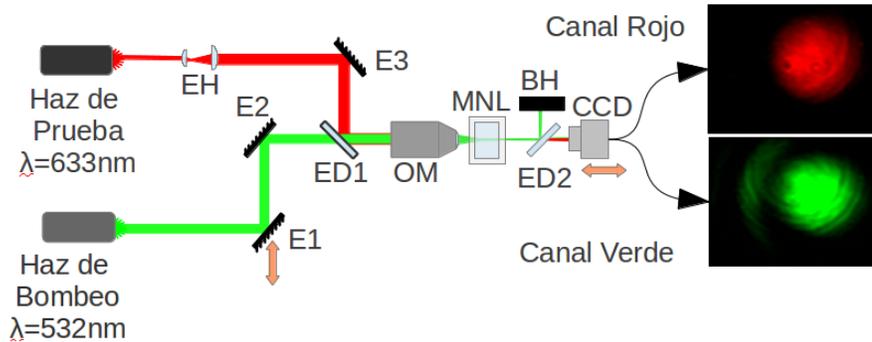


Figura 2.3: Arreglo experimental usado para observar el fenómeno de autoenfocamiento con un haz de bombeo en medios no lineales artificiales y guiar un haz de prueba. E1, E2 y E3, espejos; ED1, ED2, espejos dicróicos; EH, expansor de haz; OM, objetivo de microscopio de 20x; MNL, cuvette de 5mm de camino óptico conteniendo el medio no lineal; BH, bloqueador de haz; CCD, cámara CCD con detección a color. El espejo E1 y la cámara CCD se encuentran sobre una base de traslación.

Al desplazar el espejo E1 se desplaza el HB a una trayectoria paralela y al pasar por el OM será desviado un ángulo proporcional al desplazamiento con la restricción de que seguirá pasando por el mismo punto de enfoque, superponiéndose con el HP en dicha zona.

Si el haz de bombeo está generando una guía de onda en el medio no lineal será posible observar, además de cambios en la estructura, cambios en la trayectoria del haz de prueba.

### 2.3. Consideraciones para la alineación y procesamiento de imágenes

Dado que el HB genera una modificación en el medio que es función de su distribución de intensidad, se logrará un mejor acoplamiento entre el HP y la guía si las zonas de enfoque de ambos haces dentro del MNL se superponen y son colineales. Para este fin se ajustó el expansor de haz en el HP de manera que las cinturas de los haces enfocados sean similares. Modificando la distancia entre lentes en el expansor de haz se puede compensar la diferencia entre las distancias focales de los dos haces debido a la diferencia

de longitudes de onda.

Para comprobar la superposición de los haces en la zona focal se hizo un barrido longitudinal de la zona donde se sitúa el MNL con un pinhole de  $10\mu m$  antecedido por un portaobjetos (de ancho similar a la pared de la cuvette utilizada), emulando la aberración esférica y cromática de la interfase aire-vidrio en la celda. De esta manera se comprobó que el hecho de colocar el portaobjetos no afecta de manera importante la superposición y enfocamiento de los haces.

Como consecuencia de que se está trabajando con un medio, que para las escalas de la cintura del haz, puede considerarse como inhomogéneo se logran notar variaciones aleatorias menores en el perfil de intensidad del haz al salir de la celda, debidas al flujo de las nanopartículas en el líquido. Por otra parte las imágenes se ven contaminadas por las reflexiones internas de los elementos ópticos involucrados.

Durante la captura de imágenes se encontró que el haz de bombeo (de color verde), era capaz de generar ruido en el canal rojo de la cámara CCD, donde se registra el haz de prueba.

Ya que la correcta determinación de las distribuciones de intensidad de los haces es importante para nuestro análisis, se debió llevar a cabo un cierto procesamiento de imagen:

- Para cada medición se capturaron 10 imágenes a intervalos de 0.5seg para después ser promediadas. De esta manera se minimizan las variaciones aleatorias por el movimiento de las partículas.
- En cada medición donde se tienen simultáneamente el HP y el HB, se realizó una medición de control con el HB únicamente. De esta imagen, que debería tener únicamente datos en el canal verde, se tomó el canal rojo como ruido de base y se restó a la imagen del HP.
- A fin de quitar los patrones que resultan de la interferencia por reflexiones internas en los elementos ópticos, se hizo un filtraje de la imagen mediante su transformada de Fourier. Al realizar numéricamente la transformada, con ayuda de una apertura circular se eliminaron los patrones espurios cuyas frecuencias espaciales son mayores a las contenidas en dicho círculo. Con este filtraje se puede eliminar eficientemente el ruido, produciendo alteraciones despreciables sobre la potencia total y estructura predominante de los haces.

Buena parte de la información que requerimos acerca de la guía se encuentra en el núcleo de los haces emergentes. Con el fin de tener consistencia entre los diferentes casos y poder comparar el desempeño de la guía, se automatizó un proceso digital de selección del núcleo. El método consiste en los siguientes pasos:

- A la imagen que ya ha sido procesada para eliminar ruido se le aplica un nuevo filtro a su transformada de Fourier, pero en esta ocasión el filtraje es más estricto, es decir, con una apertura de radio menor, obteniendo una imagen *superfiltrada* del haz. La nueva imagen perderá más información sobre la estructura del haz y por lo tanto presentará menos variaciones de intensidad.
- Se genera una primera apertura centrada en el máximo de la imagen superfiltrada. Dado que las porciones de anillos siempre se observaron en la zona superior izquierda y en algunos casos la frontera entre el primer anillo y el núcleo no está bien definida, para obtener el radio de apertura se traza una recta a  $-45^\circ$  desde el máximo y se toma la distancia al primer punto donde la intensidad cae por debajo de  $1/4$  del valor del máximo.
- Con esta primera apertura se calcula el centroide de energía. Siendo este punto el nuevo centro se hace una segunda iteración de los dos pasos anteriores para encontrar el radio de la apertura final.
- En los casos donde los haces han sido desviados por el OM, se tomará como radio de la apertura el radio del caso donde no se ha desviado. Con este parámetro fijo, usando el mismo método sólo se calculará el centro.

Para definir la posición se ha tomado el centroide de energía y no el máximo de intensidad pues fue así que se lograron aperturas que seleccionan mejor el área del núcleo.

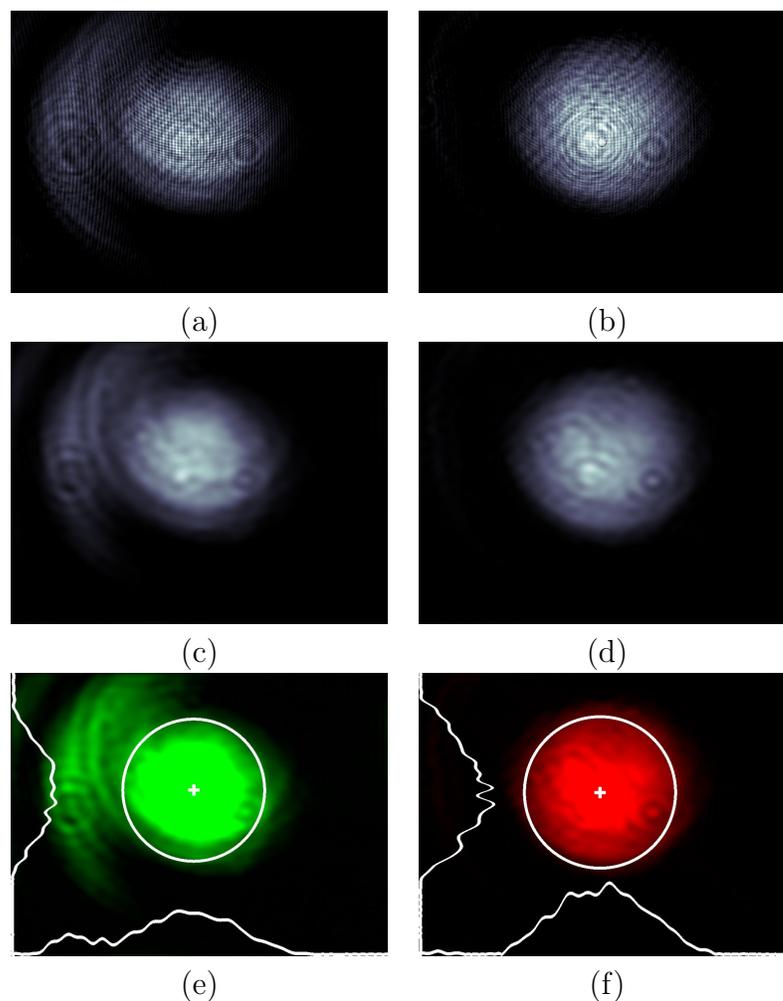


Figura 2.4: Procesamiento de imágenes de los haces de bombeo (potencia de bombeo de 1266mW) y de prueba, columnas izquierda y derecha respectivamente. De arriba a abajo: promedio de las imágenes de los haces al salir del medio no lineal; perfiles de los haces después de aplicar el filtro de Fourier; imágenes donde se marcan la zona del núcleo (anillo blanco), su centroide (cruz blanca) y los cortes de perfil a partir del centroide.

# Capítulo 3

## Resultados y Análisis

### 3.1. Observación de acoplamiento

Con el arreglo mostrado en la sección 2.1 se pueden observar las modificaciones que produce el HB al HP para diferentes potencias.

Se observó la propagación estable en forma de filamento de los haces de bombeo y prueba, por distancias de hasta 5mm dentro del MNL. Estas distancias de propagación son mayores a las reportadas con anterioridad en experimentos. La Figura 3.1 muestra que el HP no tiene por sí solo la potencia necesaria para generar autoenfocamiento y cómo se ve modificado su perfil por la presencia del HB para diferentes potencias.

Una de las modificaciones más notables es que una gran parte de la potencia del HP se ha concentrado de igual manera que ocurre en el núcleo del HB, lo cual es un indicador de que se está propagando el HP a través de una guía inducida por el HB. La forma del núcleo del HP es similar a un haz gaussiano y disminuye su tamaño conforme aumenta la potencia de bombeo. En la Figura 3.2 podemos observar el comportamiento decreciente del tamaño del núcleo en ambos haces con respecto a la potencia de bombeo. La diferencia en el tamaño del núcleo de ambos haces nos hace notar que la guía inducida en el medio no transfiere exactamente el mismo perfil del HB al HP.

### 3.2. Desviación

Otro indicador de que se está generando una guía de onda para el haz de prueba, es observando que su trayectoria se puede modificar. Esto se puede

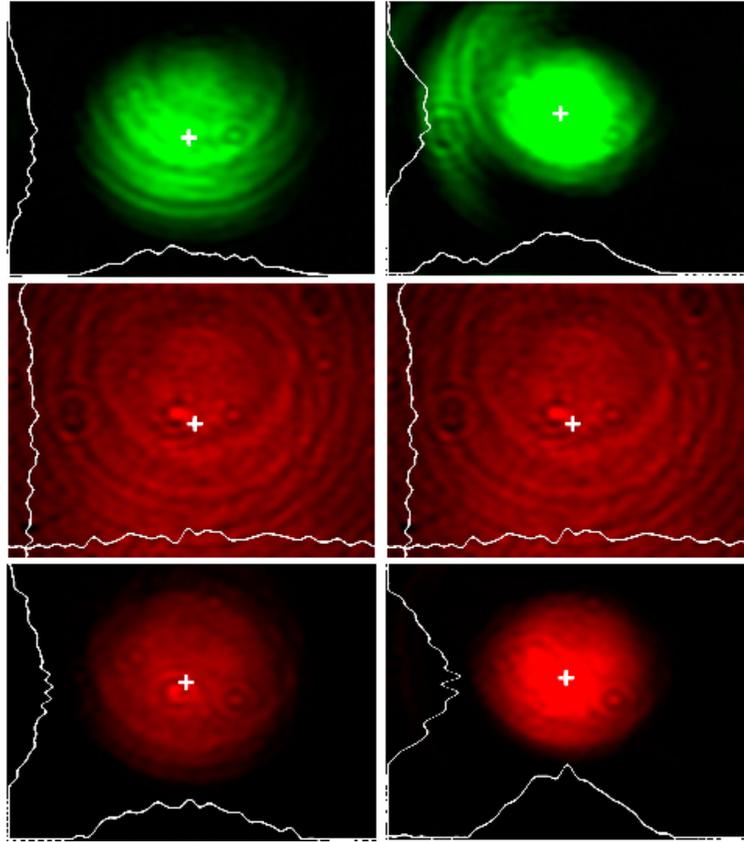


Figura 3.1: Imágenes de la salida del HB (arriba) y del HP cuando el HB está apagado (centro) y encendido (abajo). La columna de la izquierda (derecha) corresponde a una potencia de bombeo de 939 mW (1266 mW). La cruz blanca indica el centroide de intensidad del núcleo en cada caso. Las curvas blancas indican los perfiles de intensidad vertical y horizontal. La intensidad de las imágenes en la fila central se multiplicó por un factor de 3 para hacerlas visibles.

llevar a cabo haciendo desplazamientos del espejo E1 en el arreglo de la Figura 2.3, con lo cual la trayectoria del HB dentro del medio se modifica después del plano focal mostrando una desviación  $\theta$  con respecto a su trayectoria original. En principio dicho ángulo podría determinarse geoméricamente con

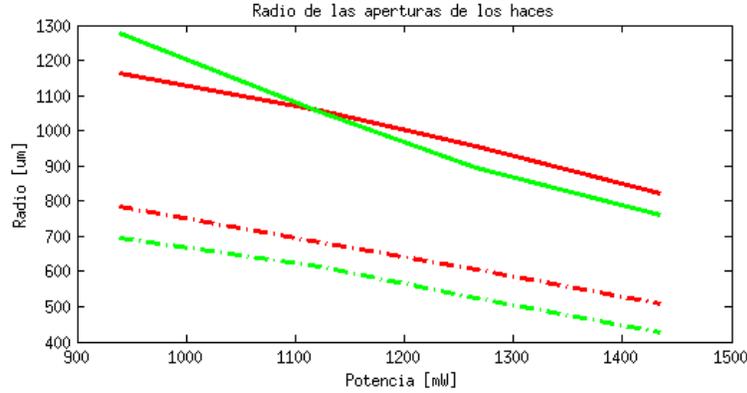


Figura 3.2: Relación entre el tamaño del núcleo de ambos haces y la potencia de bombeo. Se muestran los datos del radio de apertura (líneas sólidas) y la desviación estándar de la Gaussiana que mejor ajusta a un corte vertical del núcleo que pasa por el centroide (líneas discontinuas), para el HB (líneas verdes) y el HP (líneas rojas).

la relación:

$$\theta = \text{atan}\left(\frac{\Delta x}{f}\right)$$

con  $\Delta x$  el desplazamiento del HB con respecto al eje del OM de distancia focal  $f$ ; sin embargo al realizar mediciones de la posición de los centroides de los haces a diferentes posiciones de la cámara CCD, se encontraron valores diferentes a los calculados. Dado que estas discrepancias incluso parecen modificarse con la distancia de observación y con la potencia de bombeo, se atribuyen a dos posibles causas no excluyentes entre sí: modificaciones en la trayectoria del haz de bombeo inducidas por el MNLA y a errores en el cálculo de la trayectoria debido a la difracción del haz al salir del MNLA.

Los ángulos de desviación que se muestran son el resultado de un ajuste lineal de la diferencia en las posiciones de los centroides como función de la distancia de los diferentes planos de observación, realizando desplazamientos del espejo E1. Para este cálculo se ha hecho uso de la aproximación lineal para ángulos pequeños de la función  $\tan(\theta)$ .

En la Figura 3.3 se muestra cómo se logra desviar al núcleo del HP como consecuencia únicamente de desviaciones del HB. Con este arreglo los máximos ángulos de desviación que se pudieron registrar con la cámara fueron

de  $\pm 1.8^\circ$ , sin embargo se puede lograr desviar el haz a ángulos mayores que  $\pm 2.5^\circ$ .

La forma y tamaño del núcleo del HP en estos casos sigue siendo muy similar a la del HB, más aún, es posible notar que el patrón de porciones de anillos concéntricos al núcleo también le ha sido heredado.

La cantidad de energía que logra ser guiada por el núcleo varía moderadamente para los diferentes ángulos de desviación, lo cual se puede atribuir a las variaciones en el perfil de intensidad del HP al acoplarse. Para tener información que no dependa drásticamente de la distribución de intensidad se ha calculado el factor de ganancia. Este dato es la razón de la potencia contenida en la apertura del núcleo del HP guiado entre la potencia contenida en el HP que no se ha guiado, usando la misma apertura. En la Figura 3.4 se grafica la ganancia de la potencia del HP como función del ángulo de desviación, para diferentes potencias del HB. Se puede apreciar que en todos los casos el factor de ganancia es mayor que 2, esto confirma que el HB modifica las propiedades del MNLA generando una guía que concentra la luz del HP en la zona del núcleo. Es además importante notar que el valor de la ganancia, que es aproximadamente constante con respecto al ángulo de desviación, aumenta conforme se incrementa la potencia de bombeo.

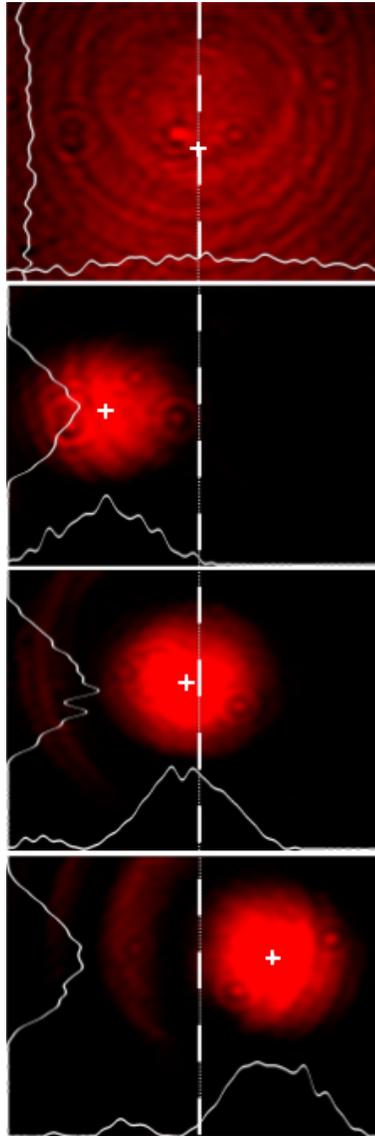


Figura 3.3: De arriba hacia abajo: Haz de prueba en ausencia del haz de bombeo; haz de prueba guiado por el HB propagándose en ángulos de  $-1.8^\circ$ ,  $0^\circ$  y  $1.8^\circ$ , respectivamente, para una potencia de bombeo de 1434mW. En cada caso se indica el centroide con una cruz blanca y las curvas en blanco representan los cortes vertical y horizontal de las distribuciones de intensidad. Como referencia, la posición horizontal del centroide del HP en ausencia del HB se indica con la línea punteada. La intensidad de la imagen superior fue multiplicada por un factor de 3 para hacerla visible.

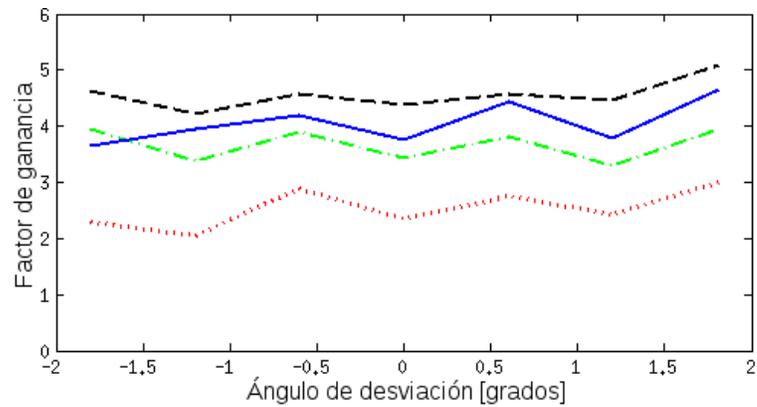


Figura 3.4: Ganancia en la potencia del HP guiado en comparación con el HP no guiado como función del ángulo de desviación. La comparación se realiza con la apertura para el núcleo del haz guiado. Se grafican los datos para diferentes potencias de bombeo: línea punteada(roja): 939 mW; línea raya-punto (verde): 1123 mW; línea continua (azul): 1266 mW; línea discontinua (negra): 1434 mW.

# Capítulo 4

## Conclusiones

- Se mostró que es posible guiar y dirigir un haz de prueba de baja potencia ( $< 25 \text{ mW}$ ) por medio de una guía de onda inducida por un haz de bombeo en un medio no lineal formado por nanopartículas dieléctricas en suspensión acuosa.
- Se observó propagación estable de ambos haces dentro del medio por distancias de hasta 5mm para potencias del haz de bombeo (en onda continua) entre 900mW y 1500mW.
- Se logró dirigir al haz de prueba en un rango de al menos  $4^\circ$ .
- El haz de prueba que se propaga en la guía de onda muestra factor de ganancia de potencia siempre superior a 2 con respecto al haz de prueba no guiado. Dicha ganancia se incrementa conforme aumenta la potencia de bombeo y alcanza valores cercanos a 5.

Además de las posibles aplicaciones en circuitos ópticos y en sistemas microfluídicos, el estudio de la guía de onda inducida y la propagación de haces en ella, puede servir para obtener más información acerca de la naturaleza de este tipo de medios.

Este trabajo servirá como base para futuros experimentos que investiguen el fenómeno de autoenfocamiento y guiado, modificando las condiciones como el modo espacial del haz de bombeo o incluso colisionar dos solitones (guías) en el medio y observar las variaciones en el acoplamiento del haz de prueba.



# Bibliografía

- [1] R.W. Boyd. *Nonlinear optics*. Electronics & Electrical. Academic Press, 2003.
- [2] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 2001.
- [3] G. I. Stegeman and M. Segev. Optical spatial solitons and their interactions: universality and diversity. *Science*, 286(November):1518–1523, 1999.
- [4] J. Fujioka. *NLS: una introducción a la ecuación no lineal de Schrödinger*. Serie FENOMECC (Vol. 4). UNAM, 2003.
- [5] P. W. Smith, A. Ashkin, and W. Tomlinson. Four-wave mixing in an artificial kerr medium. *Optics Letters*, 6(6):284–286, 1981.
- [6] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and P. W. Smith. Continuous-wave self-focusing and self-trapping of light in artificial kerr media. *Optics Letters*, 7(6):276–278, 1982.
- [7] W. M. Lee, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, K. Dholakia, and E. M. Wright. Nonlinear optical response of colloidal suspensions. *Optics Express*, 17(12):10277–89, 2009.
- [8] P. W. Smith, P. J. Maloney, and A. Ashkin. Use of a liquid suspension of dielectric spheres as an artificial kerr medium. *Optics Letters*, 7(8):347–349, 1982.
- [9] R. Gordon and J. T. Blakely. Particle-optical self-trapping. *Physical Review A*, 75(5):055801, 2007.

- [10] M. Matuszewski, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar. Spatial solitons and light-induced instabilities in colloidal media. *Optics Express*, 16(2):1371–6, 2008.
- [11] R. El-Ganainy, D. Christodoulides, E. Wright, W. Lee, and K. Dholakia. Nonlinear optical dynamics in nonideal gases of interacting colloidal nanoparticles. *Physical Review A*, 80(5):053805, 2009.
- [12] R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, C. Rotschild, and M. Segev. Soliton dynamics and self-induced transparency in nonlinear nanosuspensions. *Optics Express*, 15(16):10207–18, 2007.
- [13] Y. Lamhot, A. Barak, O. Peleg, and M. Segev. Self-Trapping of Optical Beams through Thermophoresis. *Physical Review Letters*, 105(16):163906, 2010.