

# Estudio de cavidades, eficiencia, modos y segundo armónico de un laser de Nd:YAG

N. TORASSO\*, A. TROIANO\*\*

Laboratorio 5, Dpto. de Física, FCEyN, UBA

\*nicolas.torasso@gmail.com, \*\*aat.2090@gmail.com

## Resumen

Se construyó un laser de estado sólido de Nd:YAG de 1064 nm estudiando dos diseños: una cavidad lineal y una cavidad en V. Se comparó la eficiencia de ambos, se contrastaron los modos electromagnéticos transversales observados con la teoría, y se estudió el fenómeno de doblado de frecuencia, obteniendo un láser verde de 532 nm.

## 1. Introducción

Un láser es un dispositivo que genera o amplifica luz mediante *emisión estimulada*, denominada así por contraposición a la *emisión espontánea*, que es aquella que se produce cuando un electrón excitado decae espontáneamente a un estado de menor energía. Los elementos esenciales de un láser son los siguientes: (i) un medio consistente en una colección de átomos, moléculas, iones o en algunos casos un cristal semiconductor; (ii) un proceso de bombeo que excite los átomos a estados superiores de energía; y (iii) un sistema de retroalimentación óptica, típicamente espejos.

El fenómeno se puede modelar de la siguiente manera: se tiene un conjunto de átomos idénticos con ciertos niveles de energía. Nos concentramos en dos niveles  $E_1$  y  $E_2$ , y consideramos que  $N_1(t)$  átomos están en el nivel 1 y  $N_2(t)$  en el nivel 2. Se aplica una señal óptica para estimular transiciones, promoviendo átomos del nivel inferior al superior. El número de transiciones hacia arriba por unidad de tiempo será proporcional a la intensidad de la señal por el número de átomos en el estado inicial:

$$\left. \frac{dN_2(t)}{dt} \right|_{\text{ascendente}} = Kn(t)N_1(t)$$

Sin embargo es vital notar que la misma señal causará que átomos inicialmente en el nivel superior hagan transiciones estimuladas hacia abajo, a una tasa que es también proporcional a la intensidad de la señal por el número de átomos en el estado inicial ( $N_2$  en este caso):

$$\left. \frac{dN_2(t)}{dt} \right|_{\text{descendente}} = -Kn(t)N_2(t)$$

$K$  es una constante de proporcionalidad que tiene el mismo valor *sin importar el sentido de las transiciones*. Siegman [1] muestra que la densidad de fotones de la señal (es decir la densidad de energía) varía con el tiempo de acuerdo a:

$$\frac{dn}{dt} = -K[N_1(t) - N_2(t)]n(t) \quad (1)$$

La Ecuación (1) muestra que la energía de la señal puede aumentar o disminuir en el tiempo dependiendo del signo de la diferencia de población  $\Delta N(t) = N_1(t) - N_2(t)$ , es decir que para que haya amplificación debe haber más átomos en el nivel superior que en el inferior. Esta condición se denomina *inversión de población*. De acuerdo al Principio de Boltzmann, una colección de átomos en equilibrio a una temperatura  $T$  exhibirá una población de átomos excitados siempre inferior a aquella del fundamental. Para crear amplificación es entonces necesario un proceso de bombeo que lleve más átomos al nivel superior.

Notar también que si la velocidad con que se producen las transiciones  $E_2 \rightarrow E_1$  es alta comparada con la de las transiciones  $E_1 \rightarrow E_0$ , con  $E_0$  el estado fundamental, entonces necesariamente habrá una inversión de población, siempre que exista bombeo. Por otro lado el resultado neto (amplificación o atenuación) es siempre coherente: las oscilaciones atómicas siguen a la señal en amplitud y en fase. La señal de salida es una reproducción lineal de la excitadora.

Finalmente, es necesario un dispositivo de retroalimentación de la señal. Esto se puede conseguir incorporando dos espejos alineados y parcialmente reflectantes en los extremos del medio amplificador. Cada vez que el haz se refleja y vuelve a pasar por el medio láser, es amplificado nuevamente. Si la ganancia menos la pérdida es menor a uno, la radiación se atenuará en cada paso y eventualmente desaparecerá. En caso contrario, la radiación aumentará exponencialmente en cada viaje y se establecerá un oscilador coherente. Seguirá creciendo hasta comenzar a utilizar átomos del nivel superior a aproximadamente el mismo ritmo con que excita los inferiores. En este caso se satura la ganancia y se estabiliza la amplitud del láser, que queda en estado estacionario.

**Modos TEM** El haz que se genera en el interior de la cavidad no es una onda perfectamente plana, debido a que tanto los espejos como el medio amplificador tienen dimensiones finitas. Esto hace que exista difracción (efectos de borde) y en consecuencia pérdidas.

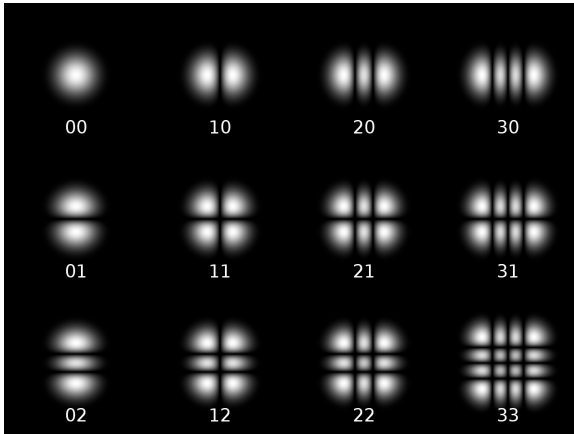
Es posible calcular el perfil transverso de intensidades del haz considerando dos espejos finitos y circulares, e imponiendo la condición de que se conserve la forma del perfil de intensidades luego de múltiples reflexiones (admitiendo atenuaciones por pérdidas). Esta es condición necesaria para que haya retroalimentación. Aplicando el formalismo de las ondas de Huygens en lo que se conoce como Fórmula Integral de Difracción de Fresnel-Kirchoff [3], Silfvast muestra que existen infinitas soluciones dadas por:

$$I_{mn}(x, y) = I_0 \left[ H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) \exp \left( \frac{-x^2}{\omega^2} \right) \right]^2 \cdot \left[ H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega} \right) \exp \left( \frac{-y^2}{\omega^2} \right) \right]^2 \quad (2)$$

Estos son los modos transversales de vibración del campo electromagnético (modos TEM por su sigla en inglés), donde  $\omega$  es un factor de escala espacial y  $H_n$  es el polinomio de Hermite de grado  $n$ :

$$H_n(t) = (-1)^n + e^{t^2} \frac{d^n(e^{-t^2})}{dt^n}$$

En el caso  $m = n = 0$  la Ecuación (2) describe una campana de Gauss revolucionada. En la Figura 1 se muestran ésta y otras soluciones.



**Figura 1:** Patrones de intensidad determinados por los distintos modos TEM de una cavidad.

**Doblado de frecuencia** El fenómeno de excitación de segundos armónicos en láseres (SHG por sus siglas en inglés) se corresponde con un término no lineal a segundo orden en la polarización atómica de un cristal doblador ( $\chi^{(2)}$ ), que se polariza por ser un material dieléctrico en presencia del campo eléctrico dentro de la cavidad. El cristal doblador es un elemento óptico no lineal que emite fotones del doble de frecuencia respecto de los fotones incidentes. Debido a su carácter birrefringente, el haz de la cavidad debe incidir en el cristal en una dirección particular, con lo cual el

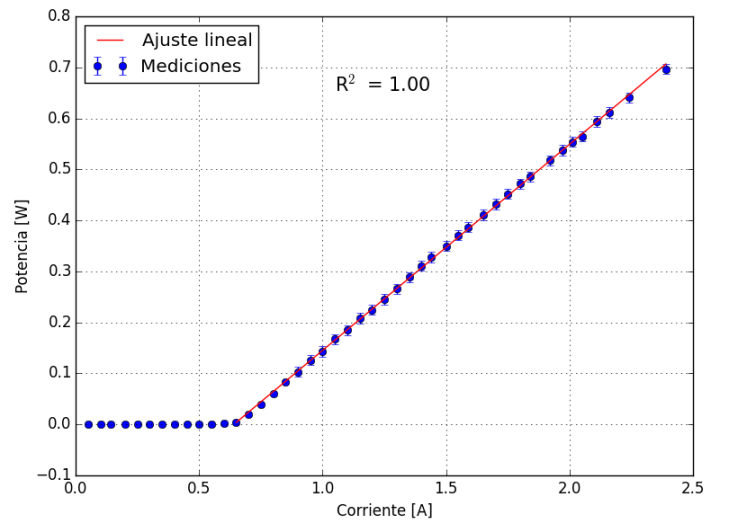
SGH es muy sensible a la orientación del mismo. Para que la interacción no lineal con el cristal sea eficiente, debe darse el fenómeno de *coincidencia de fase* o *phase-matching* [4]. Este consiste en la coincidencia de los vectores de onda  $\vec{k}$  correspondientes a la frecuencia fundamental  $\omega_1$  y la del segundo armónico  $\omega_2 = 2\omega_1$  a lo largo del cristal. Este fenómeno es imposible debido a la dispersión cromática. Sin embargo, el hecho de que el material tenga dos índices de refracción distintos cancela el efecto de la dispersión, permitiendo una buena eficiencia de doblado [2].

## 2. Detalles experimentales y resultados

En el presente trabajo se estudiaron diversas cavidades de resonancia para un láser de estado sólido de Nd:YAG (granate de Aluminio e Itrio  $Y_3Al_5O_{12}$  dopado con Neodimio) cuya longitud de onda de emisión es 1064 nm. Para bombear este cristal se utilizó un diodo láser de 810 nm, alimentado por una fuente de corriente (*Zurich DC Regulated Power Supply DF 1762*). Para realizar las mediciones de potencia se utilizó un aparato *Melles Griot Broadband Power/Energy Meter*.

### 2.1. Caracterización del diodo láser

En primer lugar se midió la curva de eficiencia del diodo. Se montó un sistema óptico consistente en dos lentes cilíndricas para enfocar el haz. Se ubicó un medidor de potencia en el foco del haz y se registró la potencia del mismo en función de la corriente entregada por la fuente. La curva obtenida se muestra en la Figura 2. Se ve que la respuesta es lineal para el rango comprendido entre 0,64 y 2,4 A, con pendiente 0,40 W/A, ordenada al origen -0,26 W y  $R^2 = 1$ . Para corrientes menores la potencia registrada es cero. Además, no se observa saturación del diodo láser para la máxima corriente que puede entregar la fuente.

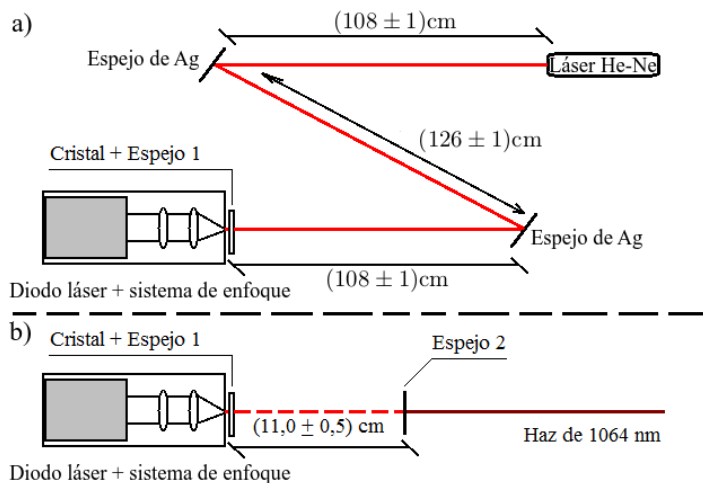


**Figura 2:** Potencia del diodo láser en función de la corriente.

A continuación se incorporó el cristal de Nd:YAG al montaje. Se lo ubicó en el foco del diodo láser para que absorba el máximo de la energía que éste entrega y emita fotones con potencia máxima. Este punto es de vital importancia para todo el trabajo posterior porque condicionaría la eficiencia de los láseres que se construirían luego. El posicionamiento se hizo a mano, desplazando el cristal en un entorno del foco hasta observar que la mancha de luz sobre él colapsaba a un punto de intensidad máxima y fijándolo a la mesa óptica con un perro. Más adelante (ver Sección 2.5) se vio que este método puede inducir pérdidas de eficiencia por perturbaciones en la posición, con lo cual se recomienda usar un posicionador micrométrico.

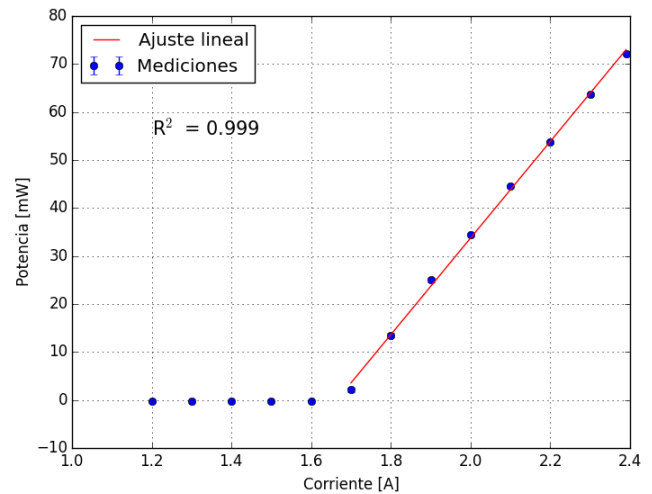
## 2.2. Cavity lineal

Se construyó la cavidad con dos espejos de 1064 nm, los cuales se llamarán 1 y 2. El primero se encontraba en la contracara del cristal (constituyendo junto con él una única pieza) y reflejaba al 100%. En primer lugar se alineó éste espejo, sin haber colocado aún el otro, que sería el espejo de salida. Para ello se definió la dirección de la cavidad utilizando el haz de un láser de He-Ne. Utilizando dos espejos auxiliares de plata, como se muestra en la Figura (3.a), se orientó el haz de He-Ne hasta hacerlo incidir sobre el espejo 1 y luego se alineó éste de manera que el haz regresase sobre su propio camino. Esto implica que el espejo 1 estaba perpendicular al haz. Como salida de la cavidad (N°2) se utilizó un espejo dieléctrico de 1064 nm y reflectividad 98%, a 11 cm del N°1. Se lo alineó hasta nuevamente observar que el haz de He-Ne regresaba sobre su mismo camino hasta su fuente, de manera que los dos espejos que formaban la cavidad estaban mutuamente paralelos. De aquí en más el He-Ne ya no cumplió ningún rol, por lo cual se lo apagó y se realizaron los ajustes finos. Monitoreando la radiación emitida con una tarjeta infrarroja se varió ligeramente la orientación del espejo 2 hasta hacer aparecer el haz del láser. En la Figura (3.b) se muestra un esquema de la cavidad lineal.



**Figura 3:** a) Montaje experimental para la alineación de la cavidad lineal. b) Esquema de la cavidad lineal.

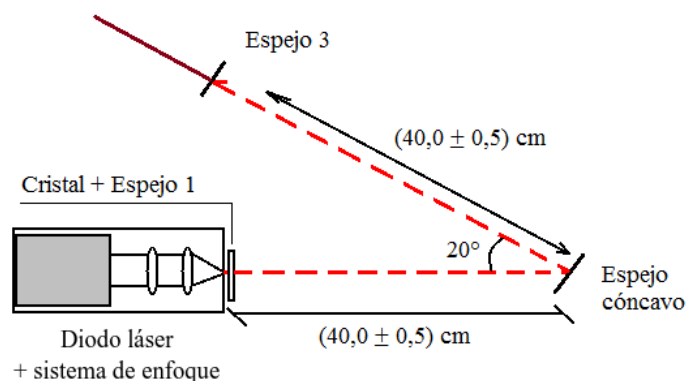
Una vez construido el láser se utilizó el medidor de potencia para trazar una curva de eficiencia. Se midió la potencia entregada por el haz en función de la corriente de alimentación del diodo. En la Figura 4 se muestra la curva obtenida junto con un ajuste lineal en el rango comprendido entre 1,7 A y 2,4 A. La pendiente fue de  $10.87 \text{ mW/A}$  y  $R^2 = 0,999$ .



**Figura 4:** Curva de eficiencia del láser de Nd:YAG en la cavidad lineal.

## 2.3. Cavity en V

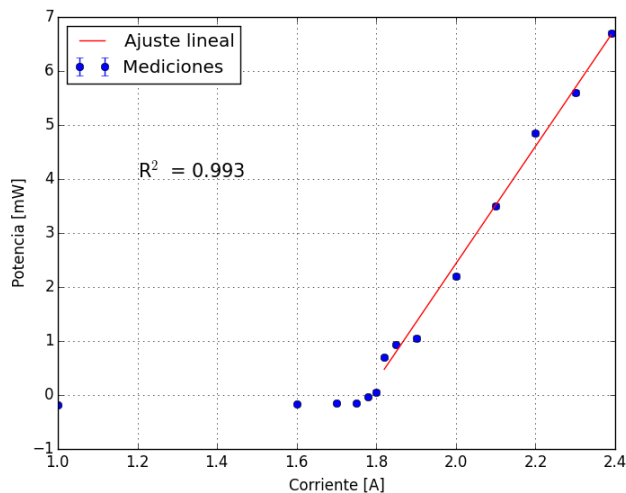
Para esta cavidad se utilizó un espejo dieléctrico cóncavo de 50 cm de radio con reflectividad  $R = 98\%$ . Como salida se utilizó uno de iguales características que el espejo 2, que se llamará espejo 3. Para alinear la cavidad en V se utilizó el haz de la lineal, por lo cual ésta permaneció armada durante el proceso de alineación. Se colocó el espejo cóncavo a 40 cm del espejo 1, y el N°3 a 40 cm del cóncavo (ver Figura 5). El ángulo entre ambos brazos de la cavidad fue de aproximadamente  $20^\circ$ .



**Figura 5:** Esquema del montaje de la cavidad en V.

Se orientó el espejo cóncavo hasta que el haz llegase al espejo

de salida, y luego se ajustó éste hasta hacerlo regresar a la fuente. En este punto se removió el espejo 2 desarmando así la cavidad lineal y quedando armada la otra. Finalmente se hicieron ajustes finos al espejo 3 hasta hacer aparecer el haz láser. En la Figura 6 se muestra la curva de eficiencia de esta cavidad, junto con un ajuste ( $R^2 = 0,993$ ).

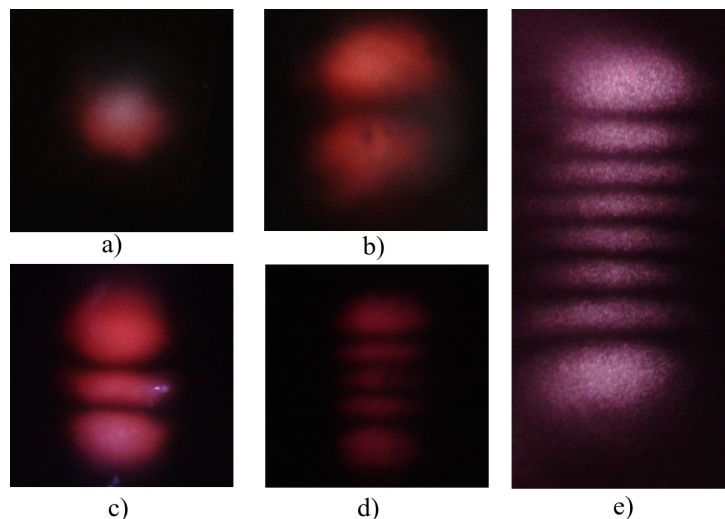


**Figura 6:** Curva de eficiencia de la cavidad en V para el láser de Nd:YAG.

Como se puede observar, ésta cavidad resultó mucho menos eficiente que la lineal (Fig. 4), perdiéndose una mayor energía por dispersión debido a que el trayecto de la radiación dentro de la cavidad era más largo, además de pérdidas por scattering en la reflexión adicional.

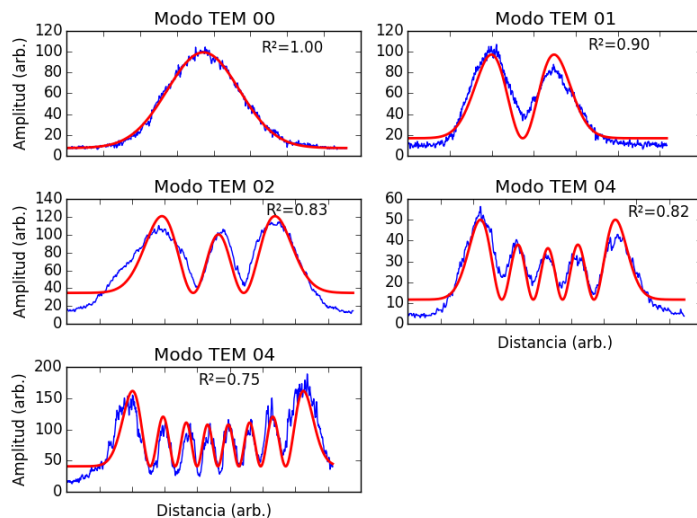
## 2.4. Modos

Con la cavidad en V se estudiaron los modos del campo electromagnético. Se hizo pasar el haz por una lente divergente y se fotografió la proyección del haz sobre una pantalla. Desalineando ligeramente el espejo de salida se obtuvieron distintos modos, que se muestran en la Figura 7.



**Figura 7:** Fotografías de modos TEM del láser armado con la cavidad en V.

Se puede apreciar que todos son de la forma "TEM<sub>0i</sub>". Esto se debe a que se varió la posición angular del espejo en una de las dos direcciones ortogonales posibles. De haber variado la otra se habrían excitado modos con ambos índices no nulos. Se contrastaron los patrones observados con el modelo teórico. Para ello se tomaron los perfiles de intensidad longitudinales de las Figuras 7.a-e y se los ajustó según la Ecuación (2) evaluada en  $x = 0$ , como se muestra en la Figura 8.

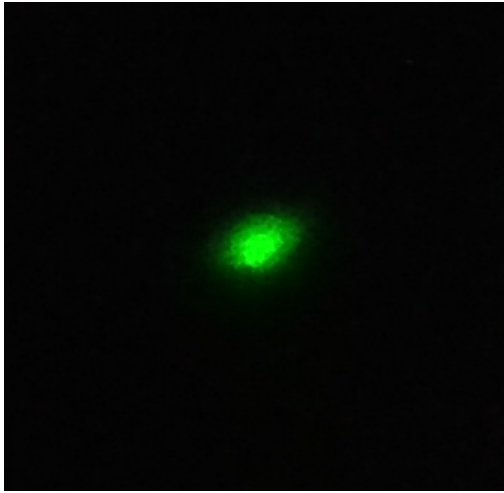


**Figura 8:** Ajustes (rojo) del perfil longitudinal de intensidad de modos TEM del láser armado con la cavidad en V (azul).

Se observa que las curvas coinciden en el número y la ubicación de máximos y mínimos, pero existen ciertas discrepancias que pueden deberse a iluminaciones espurias presentes en la habitación. Otro factor puede ser la presencia no despreciable de algún otro modo presente en la cavidad.

## 2.5. Doblado de frecuencia

Utilizando un posicionador  $xyz$  se ubicó un cristal doblador KTP ( $\text{KTiOPO}_4$ ) dentro de la cavidad, en el foco del espejo cóncavo. Dicho cristal se caracteriza por tener alta birrefringencia y alto umbral de daño (resistencia a luz incidente de alta energía). Con posicionadores angulares se ajustó su orientación para conseguir un *phase matching* eficiente. Se logró la emisión estimulada de un haz verde de 532 nm (Figura 9).



**Figura 9:** Imagen del láser verde incidiendo sobre una pantalla.

Se trató de medir la curva de eficiencia de este láser, pero resultó imposible porque la potencia del mismo fue tan baja que no se pudieron apreciar diferencias frente a cambios de corriente. Se buscó entonces optimizar la absorción de energía por parte del cristal Nd:YAG montándolo en un posicionador  $xyz$  y maximizando la potencia de la cavidad lineal, pero no fue posible por falta de tiempo.

## 3. Conclusiones

Se construyó un láser de estado sólido de Nd:YAG de 1064 nm en dos variantes: cavidad lineal y cavidad en V. Se comparó la eficiencia del láser en cada caso, se contrastaron los modos transversales del campo electromagnético observados con la teoría hallando acuerdo, y se estudió el fenómeno de doblado de frecuencia, obteniendo un láser verde de 532 nm.

## Referencias

- [1] A. E. Siegman. Lasers Primera edición, University Science Books; Mill Valley, California, 1986.
- [2] [http://www.rp-photonics.com/birefringent\\_phase\\_matching.html](http://www.rp-photonics.com/birefringent_phase_matching.html)
- [3] W. T. Silfvast. Laser Fundamentals Segunda edición, Cambridge University Press; 2004.
- [4] D. L. Mills. Nonlinear Optics Primera edición, USA; 1991.