Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de ciencias

Diseño de cavidad láser de Ti:zaf bombeado @ 447 nm para la generación de pulsos de femtosegundos

T E S I S

QUE PARA OBTAR POR El GRADO DE:

Físico

PRESENTA:

Emmanuel Alfonso Rodríguez Juárez

TUTOR:

Dr. Jesús Garduño Mejía

Ciudad Universitaria, CDMX, 2022

1. Datos del alumno
   Rodríguez
   Juárez
   Emmanuel Alfonso
   56 14 43 50 27
   Universidad Nacional Autónoma de México
   Facultad de Ciencias
   Física
   313031867
2. Datos del tutor
   Dr
   Jesús
   Garduño
   Mejía
3. Datos del sinodal 1
   Dra
   Martha
   Rosete
   Aguilar
4. Datos del sinodal 2
   Dr
   Naser
   Qureshi
5. Datos del sinodal 3
   Dr
   Héctor
   Cruz
   Ramírez
6. Datos del sinodal 4
   Dr
   Alejandro
   Vásquez
   Arzola
7. Datos del trabajo escrito
   Diseño de cavidad láser de Ti:zaf bombeado @ 447 nm para la generación de pulsos de femtosegundos
   216 p.
   2022

Agradecimientos

Agradezco a mi familia, especialmente a mis padres, por el apoyo brindado durante mis estudios. Agradezco también al Dr. Jesús Garduño por su apoyo y orientación durante la realización de mi tesis.

Agradezco además a mis sinodales, la Dra. Martha Rosete, el Dr. Naser Qureshi, el Dr. Héctor Cruz y el Dr. Alejandro Vásquez por las observaciones que realizaron sobre mi tesis.

Finalmente, agradezco el apoyo de los proyectos CONACYT Ciencia de Frontera 2019-214961 y DGAPA-PAPIIT IN107821 por su financiación para realizar el presente trabajo.

Índice general

Capítulo 1

Introducción

En el presente trabajo se detalla la construcción de un modelo computacional de una cavidad láser de Ti:zaf bombeado @ 447 nm y operando @ 800 nm. El desarrollo del modelo computacional construido fue llevado a cabo progresivamente al simular las condiciones básicas de operación de una cavidad láser.

Primeramente fue simulada la propagación de un haz láser @ 800 nm en un resonador lineal de espejos cóncavos considerando astigmatismo para conocer las condiciones de estabilidad del haz dentro del resonador diseñado. Posteriormente fue añadido a la simulación de la propagación del haz láser @ 800 nm el efecto de un cristal simple, cortado en ángulo de Brewster, dentro del resonador de espejos, observando así el efecto del cristal simple en la estabilidad del resonador. Adicionalmente el modelo computacional fue modificado para incluir el efecto de lente Kerr dentro del cristal contenido en la cavidad y analizar las condiciones de estabilidad del haz láser a 800 nm considerando ahora efectos no lineales sobre el cristal incluido en el resonador. Además del efecto de lente térmica, fue incluido en la simulación de la cavidad láser el efecto de lente térmica ocasionado por un bombeo óptico @ 447 nm con 6 W de potencia óptica incidiendo en el cristal no-lineal afectando así la propagación y estabilidad del haz de emisión @ 800 nm, en donde además se calcula la ganancia del sistema láser, el empate de haces de emisión y de bombeo dentro del medio activo y el poder focal del medio activo producido por los efectos de lente térmica y lente Kerr. Finalmente, el modelo computacional construido considera diversos efectos dentro de la cavidad láser afectando la propagación del haz láser de emisión @ 800 nm a la vez para proporcionar un modelo de propagación del haz que permitiría obtener un resonador láser Ti:zaf estable y con una ganancia elevada: astigmatismo del sistema, efecto de lente Kerr, efecto de lente térmica y configuración del sistema de bombeo.

Desde la primera demostración experimental de un láser en 1960 [1], se han desarrollado una gran variedad de láseres de todo tipo para aplicaciones diversas dependiendo de su potencia, longitud de onda de emisión, medio activo, modo de operación; continuo o pulsado, entre otras características relevantes [2].

Particularmente, los láseres pulsados nos permiten explorar fenómenos físicos y explotar aplicaciones que sus contrapartes continuas no a causa de la baja potencia de salida, tasa de repetición, ancho temporal y composición espectral [2]. De entre los láseres pulsados, los láseres que operan produciendo pulsos con anchos temporales en la escala de los femtosegundos tienen múltiples aplicaciones médicas, científicas y tecnológicas. Entre las aplicaciones principales de los sistemas láser pulsados de femtosegundos se encuentran la tomografía óptica coherente [3], la microscopía no lineal [4], el procesamiento y corte de materiales a altas intensidades con alta precisión [5], procesos de foto-procesamiento, fotoquímica [2], entre otros.

El método más común y eficiente para la generación de pulsos ultracortos es el amarre de modos, un método que permite la amplificación de los modos longitudinales propagándose en fase dentro de la cavidad sumándose en un solo paquete de ondas que viaja por la cavidad y se transmite parcialmente fuera de ella produciendo el pulso saliente, de gran potencia pico y ancho temporal reducido [6]. Dicho método, desde su observación experimental inicial en 1964 en un sistema láser He-Ne [7], ha permitido obtener algunos de los anchos temporales más cortos en los sistemas láser pulsados de femtosegundos [8, 9].

El sistema láser más común para la obtención de pulsos ultracortos es el láser Ti:zaf, operado con amarre de modos por lente Kerr o KLM (Kerr Lens Mode-Locking) por sus siglas en inglés [2]. Un sistema láser Ti:zaf emplea como medio activo al cristal de Ti:zaf($Ti : Al_2O_3$), cristal de zafiro que ha sido contaminado con iones de titanio, reemplazando iones Al^{3+} por iones Ti^{3+} en la matriz cristalina del zafiro, los cristales láser Ti:zaf presentan dopajes de 0.03-0.25 %. El cristal $Ti : Al_2O_3$ presenta una gran banda de fluorescencia en la región espectral 670–1070 nm, con máximo entorno a los 790 nm, mientras que su espectro de absorción presenta una banda de fuerte absorción en la región azul-verde del espectro electromagnético con máximo aproximadamente en los 490 nm [10], como puede apreciarse en la figura 1.1.

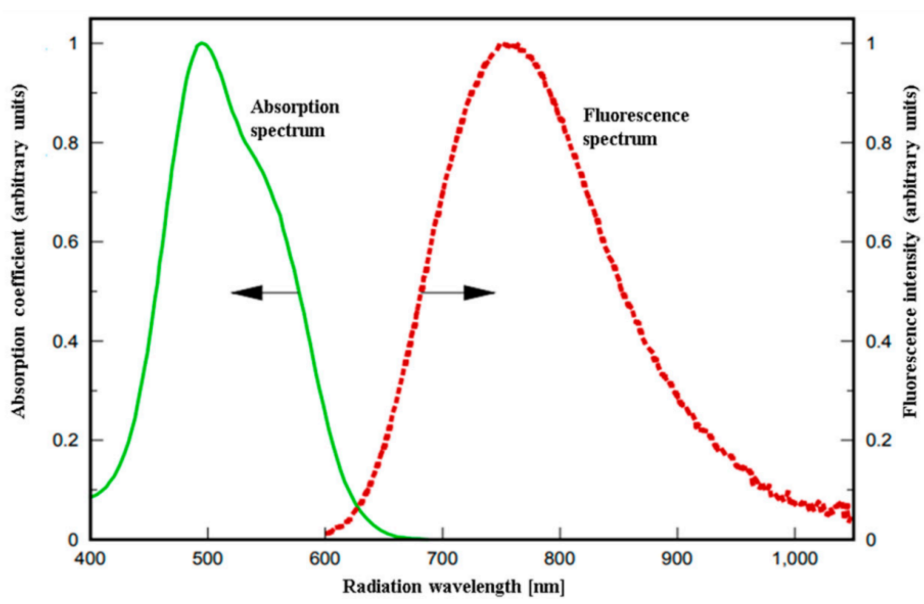


Figura 1.1: Bandas de absorción (verde) y emisión (rojo) del cristal Ti:zaf. Tomado de [10].

La operación del láser Ti:zaf depende, en gran medida del sistema de bombeo; su potencia de operación, longitud de onda, y operación pulsada o continua condiciona la operabilidad de la cavidad láser así como las propiedades del haz de salida de la misma [11]. El cristal $Ti : Al_2O_3$ posee un esquema energético de cuatro niveles, de entre los cuales la emisión láser ocurre entre los niveles energéticos intermedios con un corto tiempo de vida medio de aproximadamente 3.2 μs [10], por ello, el láser Ti:zaf requiere de un sistema de bombeo que por su potencia, operación continua o pulsada o longitud de onda logre almacenar energía en el medio de ganancia.

Dada la amplia región de absorción del cristal Ti:zafiro, con un ancho espectral de alrededor de 130 nm y con máximo de absorción en 490 nm [11], han sido desarrolladas distintas fuentes de bombeo para sistemas láser Ti:zaf, habitualmente bombeado por doblado de frecuencias a 532 nm de los láseres Nd:YAG y Nd:YLF [12, 13], el desarrollo de nuevas fuentes de semiconductores GaN ha perfilado una nueva gama de posibilidades de sistemas de bombeo cuya emisión se sitúa en la región verde-azul del espectro electromagnético y cuyo costo relativo es bajo respecto a las fuentes de bombeo convencionales, sin embargo dichas fuentes poseen potencias de emisión de un par de watts y un perfil de haz de baja calidad, lo que sumado a la baja absorción del cristal Ti:zaf @ 447 nm ($\approx 30\,\%$) comparada con la absorción @532 nm ($\approx 75\,\%$), complica la operación del sistema ti:zaf [10, 14].

La motivación principal de éste trabajo fue diseñar numéricamente una cavidad láser Ti:zaf bombeada por un sistema de bombeo operando a 447 nm con una potencia de 6 W, así pese a la baja absorción del medio activo a 447 nm comparado con fuentes de bombeo habituales a 532 nm, se lograría la operación de la cavidad láser con un bajo costo, mostrando computacionalmente que la operación de los sistemas Ti:zaf es posible con sistemas de bombeo por diodos láser emitiendo en la región azul-verde del espectro electromagnético.

A lo largo de los capítulos siguientes, se describen detalladamente los fenómenos físicos considerados para la simulación computacional de la operación de una cavidad láser Ti:zaf bombeada a 447 nm con la que podría alcanzarse un estado de amarre de modos por lente Kerr (KLM).

Finalmente, fueron consideradas distintas configuraciones para el sistema de bombeo y la distribución del haz de bombeo dentro del medio activo para analizar su influencia en la operación de la cavidad láser así como su estabilidad. A partir del modelo numérico se propone un diseño de una cavidad láser Ti:zaf.

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. Óptica matricial

El modelo de propagación de haces por medio de matrices ABCD se basa en definir matrices de transformación representando elementos ópticos. Se asume una propagación casi paraxial de los rayos en dirección de propagación (z) y para cada punto en la onda se considera una altura o desplazamiento lateral medido desde el eje z además de una pendiente de rayo. Los parámetros del rayo son transformados por cada elemento óptico que se atraviesa [15].
La dupla de parámetros con los que se describe al rayo puede representarse de manera matricial con los parámetros de altura e inclinación r y r' respectivamente, donde r' se define como [16]:

$$r' = \frac{dr}{dz} \tag{2.1}$$

Con la ecuación (2.1), cualquier elemento óptico puede transformar al par de parámetros de entrada de la forma [2, 16]:

$$\begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} \tag{2.2}$$

Donde r_1 y r'_1 son la altura del rayo y su inclinación a la entrada del sistema óptico y r_2 y r'_2 son la altura e inclinación del rayo a la salida del sistema o elemento óptico.

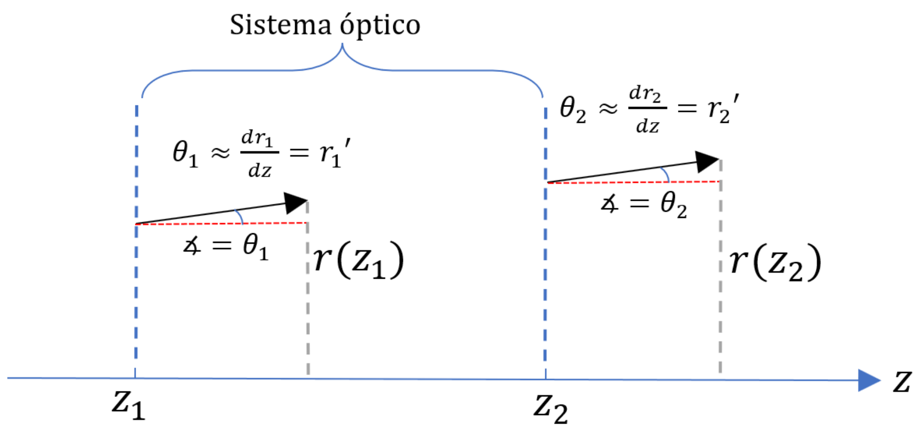


Figura 2.1: Transformación de un rayo como resultado de atravesar un sistema óptico.

A la matriz presentada en la ecuación (2.2) se le llama matriz de rayo.
A partir de lo mencionado y considerando los efectos creados por distintos elementos ópticos, se puede construir una variedad de matrices correspondientes a cada elemento óptico, algunas representaciones matriciales básicas se muestran en la tabla 2.1 [16].

Elemento óptico	Representación matricial	Descripción
Región con índice de refracción constante	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{L}{n_o} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	Región con índice n_0 y longitud L
Reflexión en superficies esféricas	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{Rcos(\theta)} & 1 \end{bmatrix}$	$R_T = Rcos(\theta)$ para el plano tangencial o de incidencia $R_S = \frac{R}{cos(\theta)}$ para el plano sagital
	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2cos(\theta)}{R} & 1 \end{bmatrix}$	
Interfase dieléctrica	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$	Donde n_1 y n_2 son los índices de refracción de los medios inicial y final en la transmisión del rayo en los medios 1 y 2 respectivamente
Lente delgada	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$	$f = \frac{R}{2}$ foco de la lente

Tabla 2.1: Representaciones matriciales para distintos elementos ópticos. En donde R es el radio de curvatura de la superficie esférica del elemento óptico, θ el ángulo de incidencia al elemento óptico medido respecto a la normal a la superficie, y se considera a $R > 0$ para superficies cóncavas mientras que $R < 0$ para superficies convexas según la convención presentada en [16] .

2.2. Haces gaussianos

Es posible proponer una solución de la ecuación de onda como una onda esférica propagándose desde un punto en el plano $z = z_0$ hasta un punto sobre el plano z [2,16].

En dicho caso, la expresión de el campo escalar puede expresarse como se muestra a continuación:

$$E(r, r_0) = A\frac{e^{-ik\rho(r,r_0)}}{\rho(r, r_0)} \tag{2.3}$$

donde A es la amplitud del campo, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ es el número de onda y $\rho(r, r_0)$ es la distancia entre los puntos $\vec{r}$ y $\vec{r_0}$ como se muestra en la figura 2.2.

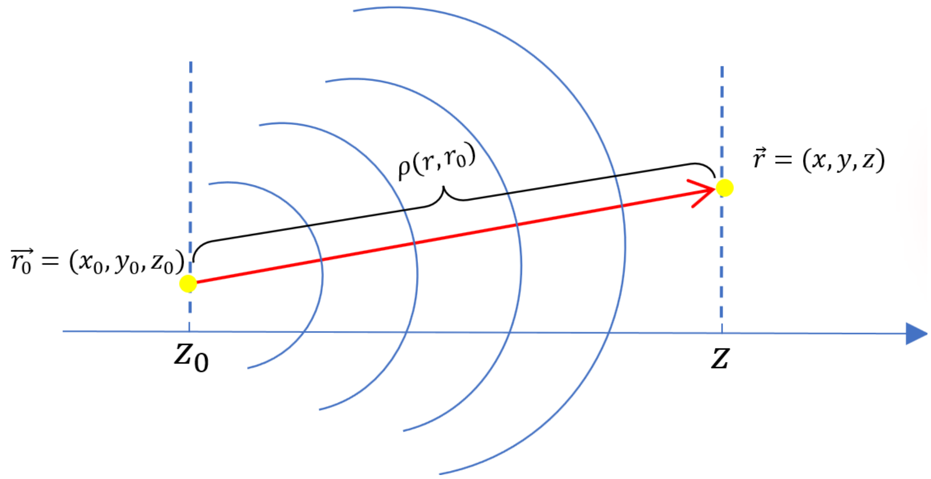


Figura 2.2: Distancia entre dos puntos en planos que atraviesa una onda esférica.

Reescribiendo a $\rho(r, r_0)$ en coordenadas cartesianas resulta:

$$\rho(r, r_0) = (z - z_0)\sqrt{1 + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{(z - z_0)^2}} \tag{2.4}$$

Si se considera una propagación paraxial, próxima al eje óptico, donde cualquier desviación en dirección z de la onda es mucho mayor que en las direcciones transversales a la propagación, se cumple que $|z - z_0| \gg |x - x_0|$ y $|z - z_0| \gg |y - y_0|$ [2]. Derivado de lo anterior, se cumple la condición:

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \ll (z - z_0)^2 \tag{2.5}$$

Por lo que al realizar una expansión en serie de Taylor hasta el segundo orden de la raíz en la ecuación (2.4) en donde $\sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{\chi}{2}$, con $\chi = \frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{(z-z_0)^2}$, donde se cumple que $\chi \ll 1$. Entonces es posible reescribir a $\rho(r, r_0)$ como [16]:

$$\rho(r, r_0) = (z - z_0) + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2(z - z_0)} \tag{2.6}$$

Al considerar el hecho de que los cambios de fase son muy sensibles en comparación a los cambios de amplitud, puede hacerse una aproximación extra en la amplitud a primer orden en (2.3) empleando la condición (2.5) al despreciar el segundo término en la ecuación (2.6) resultando en [2]:

$$E(r, r_0) \approx \frac{A}{(z - z_0) + \frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2(z-z_0)}} \exp\left\{-ik\left[(z - z_0) + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2(z - z_0)}\right]\right\}$$

$$\approx A\exp\left\{-ik\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2(z-z_0)}\right\}\frac{\exp\{-ik(z-z_0)\}}{z-z_0}$$

$$= U(x,y,z)\exp\{-ik(z-z_0)\}.$$

donde U se define como la amplitud del campo escalar, con U como:

$$U(x,y,z) = A\exp\left\{-ik\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2(z-z_0)}\right\}\frac{1}{z-z_0} \tag{2.7}$$

En la aproximación paraxial el cambio en el frente de onda es equivalente al cambio en el radio de curvatura, por lo que en éste caso $R(z) = z - z_0$ [16]. El campo escalar $U(x,y,z)$ no cambia su amplitud transversal a medida que se propaga.

Debido a que $U(x,y,z)$ no tiene una modulación espacial transversal a la dirección de propagación, se pueden proponer nuevos campos de amplitud escalares que permitan variar la amplitud del campo en las direcciones transversales.

Un haz gaussiano surge de la propuesta de incluir un campo escalar que contenga información sobre la variación transversal de la amplitud del campo en forma de una distribución gaussiana, para ello se propone que la amplitud escalar del campo sea [2]:

$$U(x,y,z) = \frac{1}{R(z)}\exp\left\{-ik[\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2R(z)}]\right\}\exp\left\{-\left[\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{w(z)^2n}\right]\right\}$$

$$= \frac{1}{R(z)}\exp\left\{-ik[\frac{r^2}{2R(z)}]\right\}\exp\left\{-[\frac{r^2}{w(z)^2n}]\right\}, \tag{2.8}$$

donde $w(z)$ es el tamaño de la cintura del haz, distancia radial desde el eje óptico a la que la amplitud máxima cae a $\frac{1}{e}$ de la amplitud máxima y en la que se contiene la mayor parte de la energía del haz, n el índice de refracción del medio en el que se propaga el haz y $r^2 = (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2$ distancia radial del punto analizado sobre el plano (x,y).

El campo eléctrico escalar está dado por [2]:

$$E(r,z) = A\exp\left\{-i(kz+\phi(z)) - r^2\left(\frac{1}{w^2(z)n}+\frac{ik}{2R(z)}\right)\right\}, \tag{2.9}$$

con $A = E_0\frac{w_0}{w(z)}$ en donde E_0 es constante, w_0 es la cintura del haz a $z=0$ y $\phi(z)$ es un término de fase.

Si se reescribe el segundo término dentro de la exponencial de la ecuación (2.9) se tiene [2]:

$$\left[\frac{1}{w^2(z)n}+\frac{ik}{2R(z)}\right] = \frac{ik}{2}\left[\frac{-2i}{kw^2(z)n}+\frac{1}{R(z)}\right] = \frac{ik}{2}\left[\frac{-i\lambda}{\pi w^2(z)n}+\frac{1}{R(z)}\right]$$

$$= \frac{ik}{2}\left(\frac{1}{q(z)}\right), \tag{2.10}$$

donde q es el parámetro complejo o coeficiente q del haz gaussiano definido por la ecuación (2.11) [16]:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w^2(z) n}. \tag{2.11}$$

El radio del haz modelado con distribución gaussiana debe incrementarse para distancias muy grandes, debido a la difracción que sufre el haz en su propagación. Puede ser demostrado que la cintura del haz gaussiano tiene una dependencia con la distancia de propagación de la forma [2]:

$$w(z)^2 = w_0^2 \left(1 + (\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n})^2\right) = w_0^2 \left(1 + (\frac{z}{z_R})^2\right), \tag{2.12}$$

donde w_0 es la cintura mínima del haz en su propagación para $z = 0$, y z_R se define como el Rango de Rayleigh, dado por la expresión:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}. \tag{2.13}$$

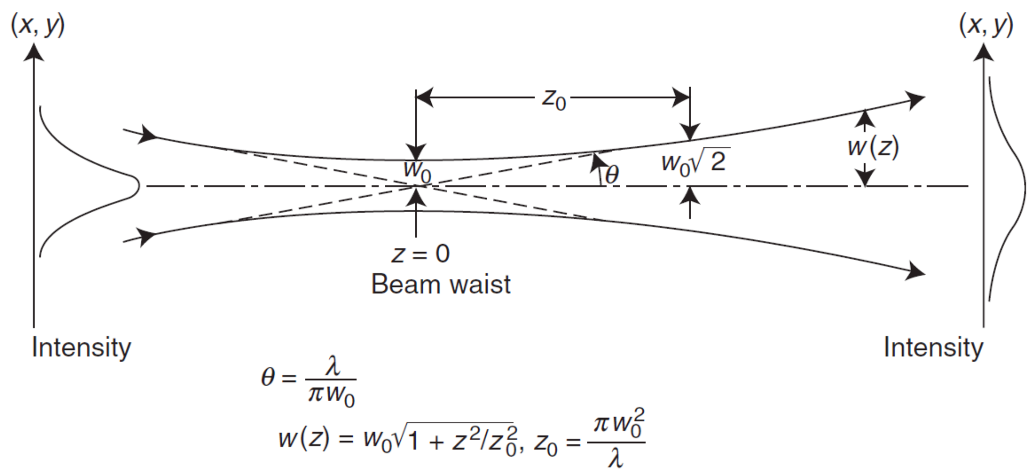


Figura 2.3: Variación del tamaño de haz en un haz gaussiano. Tomado de [2].

El comportamiento hiperbólico del ancho de la cintura de haz provoca un ensanchamiento del haz a medida que se propaga. En una distancia de un rango de Rayleigh, la propagación del haz provoca un ensanchamiento ligero del haz, duplicando el área de la cintura del haz ($A = \pi w(z)^2$) como se muestra en la figura 2.3.

En la construcción de los haces gaussianos, el radio de curvatura del frente de onda debe igualar al de una onda esférica para distancias lejanas a la cintura del haz, mientras que para distancias cercanas al plano de la cintura mínima del haz se debe tener el mismo radio de curvatura de una onda plana, el radio de curvatura de un haz gaussiano en función de la distancia de propagación (z) está dado por la expresión:

$$R(z) = z \left(1 + (\frac{z_R}{z})^2\right). \tag{2.14}$$

La fase adicional presente en la ecuación (2.9) es conocida como fase de Guy, está determinada por la relación:

$$\phi(z) = tan^{-1}(\frac{z}{z_R}). \tag{2.15}$$

2.3. La ley ABCD para haces gaussianos

El método de propagación de haces gaussianos por medio de matrices ABCD se basa en el parámetro complejo definido en la ecuación (2.11), del cual se puede derivar información sobre el tamaño de haz, así como del radio de curvatura del frente de onda en el haz a lo largo de su propagación. La ley de propagación de haces gaussianos a través de distintos elementos ópticos se define como [16]:

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D}, \tag{2.16}$$

en donde q_0 es el parámetro complejo del haz justo antes de la interacción con el elemento óptico, q_1 es el parámetro complejo a la salida del elemento óptico atravesado por el haz mientras que A,B,C y D son las entradas de la matriz de rayos del elemento óptico atravesado como se muestra en la ecuación (2.2).

En el caso de propagación consecutiva por medio de n distintos elementos ópticos, la matriz del sistema completo está dada por el producto en el orden inverso desde la primera hasta la última matriz de los elementos por los que se propaga el haz [16].

$$\begin{bmatrix} A_T & B_T \\ C_T & D_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}. \tag{2.17}$$

El parámetro final q_n es en éste caso es:

$$q_n = \frac{A_T q_0 + B_T}{C_T q_0 + D_T}. \tag{2.18}$$

En analogía con la ecuación derivada en (2.11), el radio de curvatura y la cintura de haz a la salida del n-ésimo elemento óptico pueden ser calculados al separar la parte imaginaria y la real del parámetro q_n:

$$R_n = \frac{1}{Re(\frac{1}{q_n})}, \tag{2.19}$$

$$w_n = \left(\frac{-\lambda}{Im(\frac{1}{q_n})n\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.20}$$

2.4. Condiciones de estabilidad en cavidades láser

Para que la cavidad láser sea funcional, se requiere que la misma sea estable, para ello es necesario que el haz láser se auto-reproduzca en todo punto dentro un viaje redondo completo al interior de la cavidad. Si esto ocurre, la ecuación (2.18) debe ser cierta para cuando el haz se propaga por todos los elementos ópticos dentro de la cavidad hasta el n-ésimo elemento y regresa al punto de partida, el parámetro q en dicho punto (q_n) es entonces [2, 16]:

$$q_n = \frac{A_n q_n + B_n}{C_n q_n + D_n}, \tag{2.21}$$

con A_n, B_n, C_n y D_n las entradas de la matriz del sistema hasta el n-ésimo elemento, antes de un viaje redondo o completándolo hasta dicho punto. Así, dentro de un viaje redondo completo, si se parte de cualquier punto dentro de la cavidad, tanto el radio de curvatura como el tamaño de haz deben replicarse y están dados por las expresiones (2.19) y (2.20).

Para establecer nuevas condiciones que permitan determinar la estabilidad de una cavidad láser con n elementos en su interior, se parte de la ecuación (2.21), donde resolviendo para q_n se obtiene una ecuación de segundo grado en $\frac{1}{q_n}$ [16]:

$$\frac{1}{q_n} = \frac{(D_n - A_n) \pm \sqrt{(D_n - A_n)^2 + 4B_n C_n}}{2B_n}, \tag{2.22}$$

cuyo discriminante es: $(D_n - A_n)^2 + 4B_n C_n$.
Si el discriminante de la ecuación (2.22) es negativo:

$$(D_n - A_n)^2 + 4B_n C_n \leq 0. \tag{2.23}$$

La ecuación (2.23) representa el caso en el que se tiene una cavidad láser geométricamente estable, en donde se tiene un haz gaussiano confinado y auto consistente [16].

La condición (2.23) es la condición general para el cálculo de la estabilidad de las cavidades láser.

Dado que para cada elemento óptico descrito por una matriz de rayos simple, el determinante de la misma es igual a 1, y puesto que el determinante de una matriz producto de la multiplicación de matrices es el producto de los determinantes de cada matriz original, el determinante de toda matriz ABCD es unitario [2, 16]. Así, el determinante de la matriz hasta el n-ésimo elemento en la cavidad está dado por:

$$A_n D_n - B_n C_n = 1. \tag{2.24}$$

De modo que la desigualdad propuesta en (2.23) se puede reescribir de la forma:

$$\begin{aligned} \left((D_n - A_n)^2 + 4B_n C_n\right) &= (D_n^2 - 2D_n An + A_n^2) + (2D_n A_n - 2D_n A_n) \\ &= (D_n^2 + 2D_n A_n + A_n^2) + (-2D_n A_n - 2D_n A_n + 4B_n C_n) \\ &= (D_n + A_n)^2 - 4(A_n D_n - B_n C_n) \\ &= (D_n + A_n)^2 - 4 \leq 0. \end{aligned} \tag{2.25}$$

Por lo que al desarrollar la desigualdad (2.25)se tiene que:

$$-1 \leq \frac{(D_n + A_n)}{2} \leq 1. \tag{2.26}$$

Al emplear la ecuación (2.22) y el resultado obtenido para el discriminante mostrado en (2.25), puede mostrarse que el factor q puede también escribirse como [16]:

$$\frac{1}{q_n} = \frac{(D_n - A_n)}{2B_n} - \frac{i\sqrt{1 - \left(\frac{D_n + A_n}{2}\right)^2}}{|B_n|} \tag{2.27}$$

Considerando además el signo de la raíz como la ecuación (2.22) por el significado físico de las partes real y compleja del parámetro q, que deben corresponderse a el inverso del radio de curvatura del frente de onda (parte real del parámetro q) e inverso del tamaño de la cintura de haz (proporcional a la parte imaginaria del parámetro q) como se muestra en la ecuación (2.11).

2.5. Efectos en cavidades

2.5.1. Astigmatismo

La inclinación de elementos ópticos respecto al eje óptico, posible dentro de las cavidades láser, provoca que las componentes del haz dentro de la cavidad se enfoquen en dos planos focales efectivos para cada dirección, f_x y f_y, correspondientes a las direcciones transversales a la propagación [16]. De ahora en más se trabajará al plano π_{xz} como el plano sagital y al plano π_{yz} como el plano tangencial.

Espejos

Para el caso de espejos, la inclinación del espejo modifica la representación matricial del mismo [17]:

$$\begin{aligned} f_x &= \frac{f}{\cos(\theta)} = \frac{R}{2\cos(\theta)} = \frac{R_x}{2}, \\ f_y &= f\cos(\theta) = \frac{R}{2}\cos(\theta) = \frac{R_y}{2}, \end{aligned} \tag{2.28}$$

donde R es el radio de curvatura del espejo, f es la distancia focal del espejo usual, f_x y f_y son las distancias focales efectivas en los planos π_{xz} y π_{yz} respectivamente, θ es el ángulo de inclinación respecto al eje óptico que se le ha dado a el espejo, considerando a la incidencia normal cuando en el espejo cuando el eje óptico se encuentra alineado con la normal al centro del espejo. En éste caso, la representación matricial se separa en dos componentes con dos matrices diferentes donde [16]:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R_e} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_e} & 1 \end{bmatrix}, \tag{2.29}$$

donde R_e es el radio de curvatura efectivo para alguna de las direcciones perpendiculares a la propagación, con $R_e = R\cos(\theta)$ para el plano de incidencia o plano tangencial y $R_e = \frac{R}{\cos(\theta)}$ para el plano perpendicular al plano de incidencia, llamado también plano sagital.

Interfases dieléctricas esféricas

Para el caso de refracción en interfases dieléctricas curvas con radio de curvatura R, donde la luz se propaga en un medio con índice de refracción n_1 a un medio con índice de refacción n_2, la inclinación de la misma respecto al eje óptico o la incidencia de un rayo en incidencia fuera de la normal puede representarse matricialmente [16,18]:

para el plano tangencial(π_{yz})

$$\begin{bmatrix} \alpha & 0 \\ \frac{\beta}{R} & \frac{1}{\alpha} \end{bmatrix}, \tag{2.30}$$

para el plano sagital(π_{xz})

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\mu}{R} & 1 \end{bmatrix}, \tag{2.31}$$

considerando R>0 para superficies cóncavas.

EL caso en cuestión se puede ejemplificar en la figura 2.4, en donde se cumple $n_1\text{sen}(\theta_1) = n_2\text{sen}(\theta_2)$, de acuerdo a la ley de Snell. Donde θ_i y n_i con $i = 1,2$ son los ángulos de incidencia y transmisión del rayo e índices de refracción de los medios respectivamente.

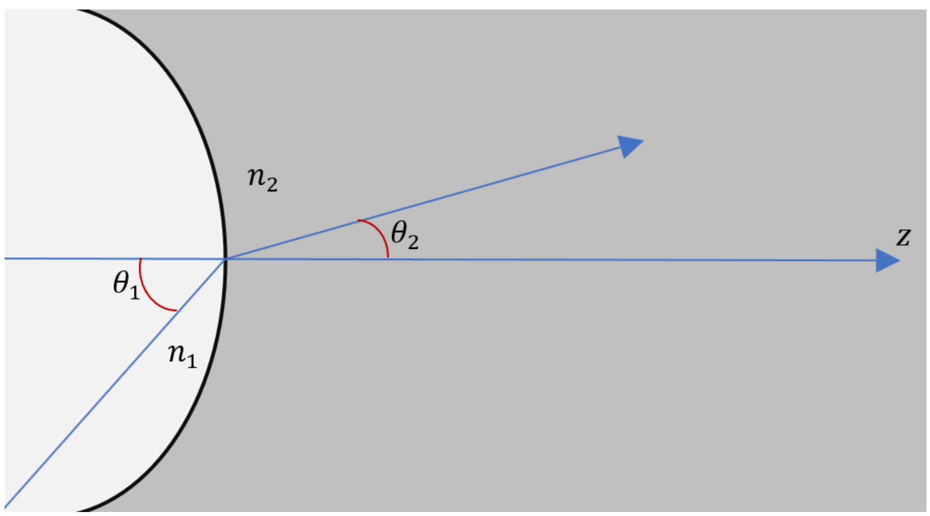


Figura 2.4: Incidencia arbitraria en interfase esférica, plano sagital.

Los parámetros α, β y μ están definidos como [18]:

$$\beta = \frac{(n_2\cos(\theta_2) - n_1\cos(\theta_1))}{\cos(\theta 1)\cos(\theta_2)}, \tag{2.32}$$

$$\alpha = \frac{\cos(\theta_2)}{\cos(\theta_1)}, \tag{2.33}$$

$$\mu = (n_2\cos(\theta_2) - n_1\cos(\theta_1)). \tag{2.34}$$

A partir de los elementos de matriz en (2.31) y (2.30), simplificando en términos de el ángulo de incidencia θ_1, los elementos de las matrices anteriores pueden reescribirse como:

$$\beta = \frac{n_2}{\cos(\theta_1)} - \frac{n_2\cos(\theta_1)}{\sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \operatorname{sen}(\theta_1)^2}}, \tag{2.35}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{n_2^2 - n_1^2\operatorname{sen}^2(\theta_1)}}{n_2\cos(\theta_1)}, \tag{2.36}$$

$$\mu = \sqrt{n_2^2 - n_1^2\operatorname{sen}^2(\theta_1)} - n_1\cos(\theta_1). \tag{2.37}$$

El procedimiento de derivación de los parámetros α, β y μ puede encontrarse en el apéndice B.

Corte en ángulo de Brewster

En los sistemas láser de estado sólido es común encontrar que el medio láser ha sido cortado en ángulo de Brewster para minimizar las pérdidas por reflexión sobre las caras del medio láser, dado que la inclinación en el medio láser cambia la longitud efectiva de propagación en direcciones ortogonales, existen dos distancias efectivas para los planos transversales a la propagación, L_X y L_Y [17]:

$$L_X = \frac{t}{n_0}, \text{Para el plano sagital,}$$

$$L_Y = \frac{t}{n_0^3}, \text{Para el plano tangencial o de incidencia,} \tag{2.38}$$

donde t es la longitud del medio láser y n_0 es el índice de refracción lineal del medio láser.

2.5.2. Ducto gradiente

Se conoce como "Ducto" al elemento óptico que presenta una variación radial de su índice de refracción y ganancia. Para analizar la propagación de un rayo en un ducto, se considera a un rayo viajando en algún medio dieléctrico cuya variación transversal es cuadrática en el índice de refracción, con mínimo o máximo en el eje z de propagación, en la figura 2.5 se muestra un esquema de la propagacíon de un rayo en un ducto y la variación transversal del índice de refracción en el ducto.

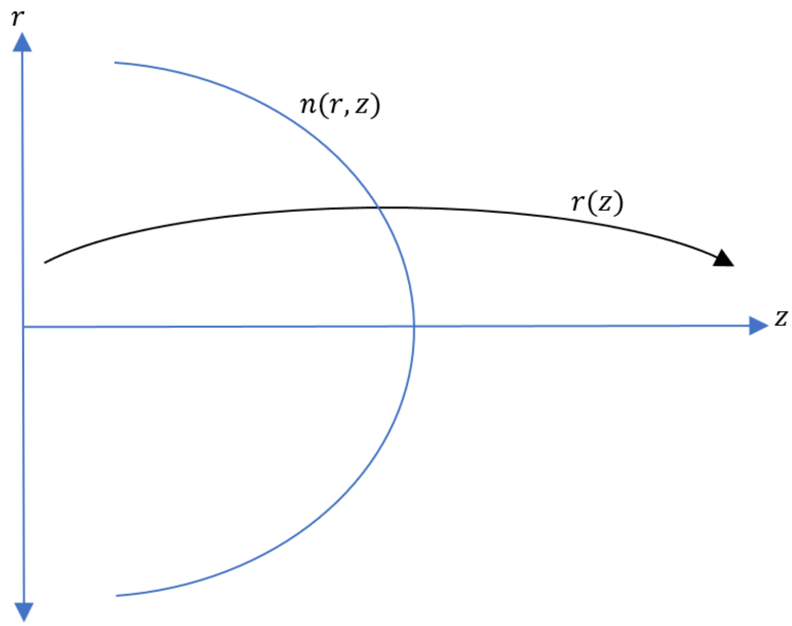


Figura 2.5: Propagacíon de un rayo en un ducto y variación transversal del índice de refracción.

Una aproximación posible, es considerar que el índice de refracción dentro del material varía de forma cuadrática en el plano transversal, expresándose como [16,19]:

$$n(r,z) = n_0(z) - \frac{1}{2}n_2(z)r^2, \tag{2.39}$$

donde $n_0(z)$ es el índice de refracción lineal a lo largo del eje, y el índice de refracción debido a la variación dentro del material n_2 se define como la desviación del índice de refracción en el eje de propagación:

$$n_2 = -\frac{\partial^2 n(r,z)}{\partial r^2}\bigg|_{r=0}. \tag{2.40}$$

En una definición aún más general, la altura del rayo y su pendiente se definen como:

$$r'(z) = n(z)\frac{dr(z)}{dz}. \tag{2.41}$$

Análogamente a la ecuación de propagación de rayo (2.41), se emplea la siguiente relación para los ductos considerando la desviación por refracción [16, 20]:

$$\frac{d}{dz}\left(n_0\frac{dr(z)}{dz}\right) + n_2(z)r(z) = 0. \tag{2.42}$$

Si se considera una sola porción de la pendiente tomando en cuenta únicamente al índice de refracción lineal, la ecuación (2.41) puede representar una pendiente reducida para el rayo:

$$r'(z) = n_0(z)\frac{dr(z)}{dz}. \tag{2.43}$$

Lo cual lleva a un par de ecuaciones que permiten analizar de manera simple la propagación de rayos dentro de ductos [16]:

$$\frac{dr(z)}{dz} = \frac{r'(z)}{n_0(z)}, \tag{2.44}$$

$$\frac{dr'(z)}{dz} = -n_2(z)r(z). \tag{2.45}$$

Al considerar a n_2 y n_0 como constantes respecto a z, y combinando las ecuaciones (2.44) y (2.45), puede obtenerse la ecuación de trayectoria:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{n_2}{n_0}r(z) = \frac{d^2(z)}{dz^2} + \gamma r(z) = 0, \tag{2.46}$$

en donde el cociente es γ, con $\gamma > 0$ un parámetro real. En éste caso, el máximo índice de refracción se alcanza al centro del material ($r = 0$). Las soluciones a la ecuación (2.46) son funciones armónicas del tipo:

$$r(z) = r_0\cos(\gamma z) + \frac{1}{\gamma}r_0'\text{sen}(\gamma z), \tag{2.47}$$

Con r_0 y r_0' posición y pendiente iniciales en z=0. Con el resultado obtenido en la ecuación (2.47) y su derivada, puede construirse la representación matricial como se definió en el apartado 2.1. La matriz resultante es [19]:

$$M = \begin{bmatrix} cos(\gamma z) & \frac{1}{\gamma n_0} sen(\gamma z) \\ -n_0\gamma sen(\gamma z) & cos(\gamma z) \end{bmatrix}. \tag{2.48}$$

Para el caso en que $n_2 < 0$ o sucede que $\frac{d^2n}{dr^2} > 0$, se cumple que el cuadrado de γ es negativo:

$$\gamma = -\left|\frac{n_2}{n_0}\right| \text{ o } \gamma = i\sqrt{\frac{1}{n_0}\frac{d^2n}{dr^2}} = i|\gamma|,$$

con $\gamma < 0$ el mínimo índice de refracción se alcanza en $r = 0$ e incrementa al crecer r. La solución a la ecuación de trayectoria es:

$$r(z) = r_0\cosh(\gamma z) + \frac{1}{n_0\gamma}r_0'\text{senh}(\gamma z). \tag{2.49}$$

Análogamente, es posible construir la representación matricial correspondiente [16]:

$$M = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma z) & \frac{1}{\gamma n_0}\text{senh}(\gamma z) \\ -n_0\gamma\text{senh}(\gamma z) & \cosh(\gamma z) \end{bmatrix}. \tag{2.50}$$

Para ambos casos($\gamma > 0$ o $\gamma < 0$), si se toma el límite donde la propagación $z \to \Delta z \approx 0$, puede aproximarse a las funciones trigonométricas o hiperbólicas como [16]:

$$\text{sen}(\gamma z) \approx \gamma z \approx \text{senh}(\gamma z), \tag{2.51}$$

si se toma la aproximación a primer orden para la serie de Taylor de $\operatorname{sen}(\gamma z)$ y $\operatorname{senh}(\gamma z)$ respectivamente.

Para las funciones $\cos(\gamma z)$ y $\cosh(\gamma z)$, puede notarse que si $\gamma^2 < 0$ ambas series de Taylor a segundo orden para dichas funciones toman el mismo valor:

$$\cos(\gamma z) \approx 1 - \frac{(\gamma z)^2}{2} \approx \cosh(\gamma z). \tag{2.52}$$

Frecuentemente, el término cuadrático en la ecuación (2.52) es despreciado, con lo que la matriz del ducto tiende a la matriz [16, 21]:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\Delta z}{n_0} \\ -n_0\gamma^2\Delta z & 1 \end{bmatrix}. \tag{2.53}$$

La matriz en la ecuación (2.53) puede descomponerse en el producto de dos matrices correspondientes a un medio dieléctrico de longitud Δz y a una lente con poder focal $-n_0\gamma^2\Delta z$, al considerar aún despreciable a $(\gamma\Delta z)^2$ [16]:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\Delta z}{n_0} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -n_0\gamma^2\Delta z & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\Delta z}{n_0} \\ -n_0\gamma^2\Delta z & 1 \end{bmatrix}. \tag{2.54}$$

Lente Kerr

El cambio del índice de refracción causado por un campo eléctrico se conoce como efecto Kerr [16]. En un medio dieléctrico cuyo índice de refracción se ve afectado por la incidencia de un campo electromagnético, el índice de refracción en cada punto toma la forma [21]:

$$n(x, y, z) \approx n_0 + n_2 I(x, y, z), \tag{2.55}$$

donde n es el índice de refracción en cada punto del medio, n_0 es el índice de refracción lineal, n_2 es constante y es el índice de refracción no lineal mientras que I(x,y,z) es la intensidad óptica en cada punto, proporcional al cuadrado de la magnitud del campo eléctrico.

En el caso más simple y común en muchos de los sistemas láser, se emplea una distribución gaussiana en el perfil de intensidad del haz o modo TEM00. La distribución gaussiana del modo TEM00 puede escribirse como [21]:

$$I(x, y, z) = \frac{2P_L}{\pi w_L^2} \exp\left\{\frac{-2r^2}{w_L^2(z)}\right\}, \tag{2.56}$$

donde $r^2 = x^2 + y^2$ el radio en el plano transversal a la dirección de propagación z, w_L es el radio o cintura de haz de la distribución de intensidad en la posición z y P_L es la potencia del haz láser de bombeo.

Si se toma una aproximación sobre la ecuación (2.56) tomando hasta el término lineal en su serie de Taylor, se obtiene que:

$$I(r, z) \approx \frac{2P_L}{\pi w_L^2(z)} \left(1 - \frac{2r^2}{w_L^2(z)}\right). \tag{2.57}$$

Por lo que retornando a la ecuación (2.55), el índice de refracción puede aproximarse como [19, 21]:

$$n \approx n_0 + n_2 \frac{2P_L}{\pi w_L^2(z} \left(1 - \frac{2r^2}{w_L^2(z)}\right)$$

$$= n_0 + n_2 \frac{2P_L}{\pi w_L^2(z)} - n_2 \frac{4P_L r^2}{\pi w_L^4(z)}. \tag{2.58}$$

Si se toma solamente una aproximación parabólica dentro de la ecuación (2.58) tomando el término dependiente de r^2, el índice de refracción queda aproximado por [21]:

$$n \approx n_0 \left(1 - \frac{n_2}{n_0} \frac{4P_L r^2}{\pi w_L^4(z)}\right) = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{h_K^2(z)}\right). \tag{2.59}$$

Se define a h_k tal que:

$$\frac{1}{h_k^2} = \frac{n_2}{n_0} \frac{8P_L}{\pi w_L^4(z)} = \frac{n_G(z)}{n_0}, \tag{2.60}$$

donde n_G es el índice de refracción de la lente GRIN que puede representarse como el material no-lineal [21, 22].

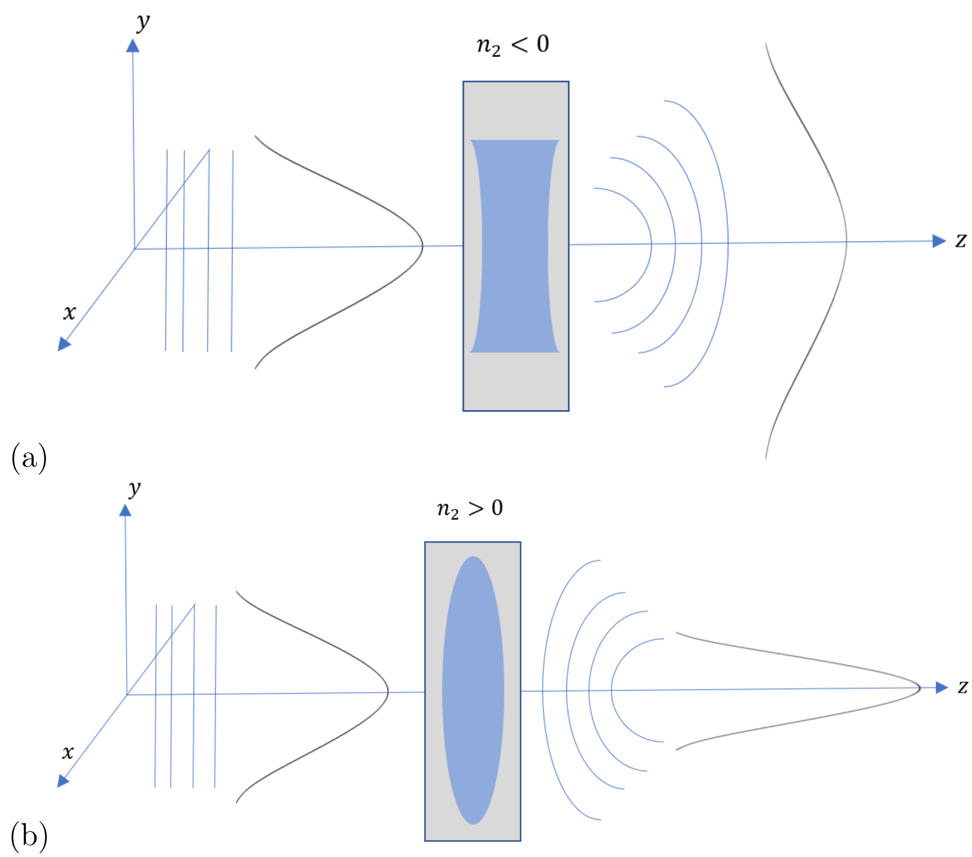


Figura 2.6: Modificación del perfil de intensidad y radio de curvatura de distribuciones de intensidad después de atravesar una lente Kerr, cuando (a) $n_2 < 0$ y (b) cuando $n_2 > 0$.

Cuando se tiene que $n_2 > 0$ se dice que el efecto Kerr genera un autoenfocamiento del haz láser, mientras que si $n_2 < 0$ el efecto Kerr actúa como una lente divergente [20], ambos casos son esquematizados en la figura 2.6.

Una lente GRIN (graded refrarction index) o de índice de refracción de gradiente, es un medio cuyo índice de refracción varía radialmente, usualmente dicha lente tiene una forma de barra o cilindro de longitud uniforme en el plano transversal. La representación matricial de una lente GRIN se muestra en la ecuación (2.62) al considerar el foco de una lente GRIN como se muestra en la ecuación (2.61) [22], cuando Δz espesor del medio kerr es pequeño ($\frac{\Delta z}{h_k} \ll 1$) y recordando además que se trata de un ducto gaussiano:

$$f = \frac{h_k^2}{n_o \Delta z} = \frac{1}{k_{Kerr} n_o \Delta z}, \tag{2.61}$$

$$M_{GRIN} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\Delta z}{n_0} \\ -n_G \Delta z & 1 \end{bmatrix}, \tag{2.62}$$

donde el espesor del material es Δz, el índice de refracción lineal es n_0 y $k_{kerr} = \frac{1}{h_k^2}$ es la constante de gradiente del medio Kerr relacionada al factor h_k definido anteriormente.

Potencia crítica

Al propagarse un haz de luz en un medio Kerr con índice de refracción no lineal positivo, el radio del haz decrece en tamaño, al reducirse el radio del haz, la intensidad óptica del haz se incrementa, aumentando aún más el efecto de auto-enfocamiento [23].

El auto-enfocamiento en un medio láser cuyo índice de refracción depende de la intensidad de la luz incidente como se muestra en la ecuación (2.55) enfrenta un límite para la potencia de un haz láser incidente, para potencias superiores a dicho umbral el auto-enfocamiento dentro del medio activo supera a la difracción en el haz y puede ocurrir el auto-atrapamiento del haz dentro del medio activo, filamentación del haz y daño óptico en el medio activo. El límite en potencia para el auto-enfocamiento, es conocido como potencia crítica(P_{cr}) [17, 24, 25].

Una definición para la potencia crítica usualmente empleada en el sistema de unidades MKS es:

$$P_{cr} = \frac{\alpha \lambda^2}{4\pi n_0(\lambda) n_2}, \tag{2.63}$$

donde P_{cr} es la potencia crítica del medio láser, n_0 y n_2 los índices de refracción lineal y no-lineal del medio láser, λ la longitud de onda del haz láser incidente y α una constante de ajuste dependiente del perfil de haz.

El valor de α depende del perfil del haz y carece de una derivación analítica exacta, el valor para α suele tomarse como [24]:

$$\alpha = 1.8962, \tag{2.64}$$

para un perfil de intensidad gaussiano.

Lente térmica

Dentro de un medio dieléctrico en el que incide un campo electromagnético, puede provocarse la alteración del índice de refracción del medio por la absorción de luz incidente que se disipa en el material, en parte como calor. Así, el material ve alteradas sus propiedades refractivas por la variación de temperatura causada por una fuente de energía externa, se considera al material entonces como una lente térmica [26].

En las cavidades láser de estado sólido, el bombeo óptico incidente es absorbido parcialmente por el medio activo, provocando el incremento de temperatura del material; el incremento en temperatura dependerá de la absorción de la intensidad óptica y de su gradiente mismo en función de el perfil de intensidad óptica incidente en el cristal [27].

Para tratar el caso de una lente térmica, es necesario recurrir a la ecuación de calor, en donde se considera un volumen cilíndrico totalmente contenido dentro del material al rededor del eje de propagación, y de longitud Δz como se muestra en la figura 2.7.

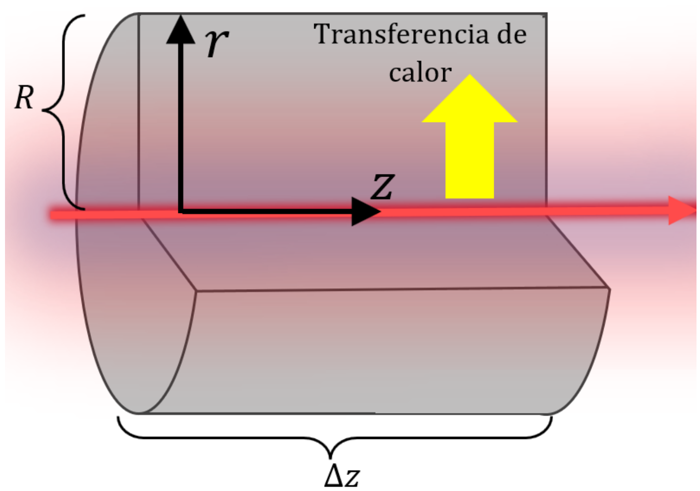


Figura 2.7: Fenómeno de lente térmica.

Para el caso considerado, la ecuación de calor queda como [26, 27]:

$$(\rho c_p)\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = Q(r) + k\nabla^2 T, \tag{2.65}$$

con $r^2 = x^2 + y^2$, donde c_p y ρ son la capacidad calorífica y la densidad del medio láser respectivamente, T es la distribución de temperatura dentro del material dependiente del tiempo y de la posición en el material, $Q(r) = \frac{dP(r,z)}{dV}$ es la densidad de potencia térmica de la fuente de calor por unidad de volumen y k es la conductividad térmica. Además, el flujo del calor dentro del volumen considerado está dado por:

$$h(r,z) = -k\nabla T(r,z), \tag{2.66}$$

donde $h(r,z)$ es el flujo de calor dentro del material y está relacionado con la densidad de calor por unidad de volumen como:

$$\nabla h = Q. \tag{2.67}$$

En el estado estacionario, se puede considerar al problema independiente del tiempo, para lo cual el cambio de temperatura respecto al tiempo es cero:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0. \tag{2.68}$$

Con lo anterior en consideración, a partir de la ecuación (2.67) al integrar a ambos lados sobre un volumen cilíndrico de radio r y ancho Δz cuyo plano inicial se encuentra en z, se tiene que:

$$2\pi r \Delta z h = \int_{z}^{z+\Delta z} \int_{0}^{r} \frac{dP(r', z')}{dV} 2\pi r' dr' dz'. \tag{2.69}$$

La energía suministrada al medio láser en éste caso proviene de la absorción del bombeo óptico, por lo que el integrando de la ecuación (2.69) tiene la forma:

$$\frac{dP(r, z)}{dV} = \alpha(\lambda_p) I_p(r, z), \tag{2.70}$$

donde α es el coeficiente de absorción del medio láser a la longitud de onda de bombeo(λ_p) e $I_p(r, z)$ es la intensidad del bombeo incidente.

La absorbancia A registrada en algún material sólido o líquido está relacionada con la longitud atravesada por la luz en el medio ℓ y el coeficiente de absorción del material mediante la Ley de Beer-Lambert [28]:

$$A = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \alpha\ell, I(\ell) = I_0 e^{-\alpha\ell}, \tag{2.71}$$

donde $I(\ell)$ es la intensidad luminosa al atravesar una distancia ℓ del material, I_0 es la intensidad inicial de la luz por atravesar el material y α es el coeficiente de absorción lineal del material.

En el caso de un bombeo óptico de perfil gaussiano en intensidad, I_p se expresa de la manera:

$$I_p(r, z) = I_o \exp\{-2r^2\} \exp\{-\alpha z\}, I_0 = \frac{2P_p}{\pi w_p^2}, \tag{2.72}$$

donde I_o es la irradiancia incidente en el eje de propagación máxima y $w_p(z)$ es la cintura del haz de bombeo, para la que se considera que $w_p(z + \Delta z) \approx w_p(z)$ i.e. el ancho del volumen considerado es mucho menor a la distancia de Rayleigh.

La ecuación (2.70) es válida al considerar un sistema láser en donde se tenga que la intensidad láser es mucho mayor a la intensidad de saturación del material láser y si la reabsorción a la longitud de onda de emisión es pequeña comparada con la absorción a la longitud de onda de bombeo [29].

Al reemplazar las ecuaciones (2.70) y (2.72) en la ecuación (2.69), se obtiene:

$$\begin{aligned} 2\pi r \Delta z h(r, z) &= 2\pi \int_{z}^{z+\Delta z} \alpha \exp\{-\alpha z'\} dz' \int_{0}^{r} I_0 \exp\left\{-\frac{2r'^2}{w_p^2}\right\} r' dr' \\ &= 2\pi e^{-\alpha z}(e^{-\alpha \Delta z} - 1) I_0 (\frac{w_p^2}{4}) \left(1 - \exp\left\{-\frac{2r^2}{w_p^2}\right\}\right), \end{aligned} \tag{2.73}$$

donde al considerar $\Delta z \approx 0$ y empleando la serie de Taylor de $\exp\{-\alpha\Delta z\}$ hasta el término lineal se tiene que:

$$\exp\{-\alpha\Delta z\} \approx 1 - \alpha\Delta z. \tag{2.74}$$

Por lo que la ecuación (2.73) que representa el flujo de calor se puede expresar como:

$$h(r,z) = \alpha e^{-\alpha z}\frac{P_p}{2\pi}\left(\frac{1-\exp\left\{-\frac{2r^2}{w_p^2}\right\}}{r}\right), \tag{2.75}$$

con $h(r,z)$ resuelta, puede retomarse a la ecuación (2.66) e integrarse, resultando en:

$$\begin{aligned} T(r,z) - T(R,z) = \Delta T &= \frac{\alpha P_p e^{-\alpha z}}{4\pi k}\left(\int_r^R \frac{1-\exp\left\{-\frac{2r'^2}{w_p^2}\right\}}{r'}dr'\right) \\ &= \frac{\alpha P_p e^{-\alpha z}}{4\pi k}\left(Ln(\frac{R}{r}) + E_1(\frac{2R^2}{w_p^2})) - E_1(\frac{2r^2}{w_p^2})\right), \end{aligned} \tag{2.76}$$

donde R es el radio máximo del volumen cilíndrico considerado dentro del material y $E1(x)$ es la función integral exponencial. Tomando además la serie de Taylor para la función integral exponencial [30]:

$$E1(x) = \gamma + Ln(x) + \sum_{i=1}^{\infty}\frac{x^i}{i(i!)}, x > 0, \tag{2.77}$$

con γ la constante de Euler-Mascheroni convalor $\gamma = 0.57721...$ [30].
Reemplazando lo anterior hasta el término lineal en las potencias de los argumentos de E1, una aproximación para ΔT es:

$$\Delta T \approx \frac{\alpha P_p e^{-\alpha z}}{4\pi k}\left(Ln(\frac{R^2}{r^2}) + Ln(\frac{2R^2}{w_p^2}) - Ln(\frac{2r^2}{w_p^2}) - \frac{2r^2}{w_p^2} + \frac{2R^2}{w_p^2}\right). \tag{2.78}$$

De la anterior aproximación, dado que la solución debe ser finita para $r \to 0$ los términos logarítmicos no pueden considerarse como solución, mientras que el término $\frac{2R^2}{w_p^2}$ es constante respecto a r y frecuentemente omitido al considerar de mayor importancia la variación parabólica del cambio en la temperatura dependiente del radio en el material [27].
La aproximación parabólica para el incremento de la temperatura en el material láser dada la incidencia de un haz de bombeo de perfil gaussiano TEM00 es [21]:

$$\Delta T \approx -\frac{\alpha P_p e^{-\alpha z}}{2\pi k}\frac{r^2}{w_p^2}. \tag{2.79}$$

Con la construcción anterior, pueden extenderse aún más los efectos que ocurren dentro de un medio láser, es conveniente considerar nuevamente que el largo del medio es pequeño, por lo que la exponencial de la aproximación (2.79) puede considerarse:

$$e^{-\alpha z} \approx 1. \tag{2.80}$$

El índice de refracción de un medio láser, en que están presentes tanto el efecto Kerr como el efecto de lente térmica puede aproximarse por:

$$n(r) \approx n_0 + (\frac{\partial n}{\partial T})\Delta T(r) + n_2 I_L(r), \tag{2.81}$$

donde $\frac{\partial n}{\partial T}$ es el cambio del índice de refracción respecto a la temperatura e $I_L(r)$ es la intensidad del haz láser generado por el medio láser. Tomando la aproximación (2.79) se tiene que:

$$\frac{\partial n}{\partial T}\Delta T = \frac{\partial n}{\partial T}(-\frac{r^2}{2}\frac{\alpha P_p}{2\pi k w_p^2}). \tag{2.82}$$

La ecuación (2.82) hace notar que la contribución del cambio en la temperatura al índice de refracción es similar a un Ducto gradiente(2.5.2), analizado anteriormente. Se define a h_T tal que [21, 27]:

$$\frac{1}{h_T^2} = \frac{1}{n_0(\lambda_p)}\frac{\partial n}{\partial T}\frac{\alpha(\lambda_p)}{\pi w_p^2(z)}\frac{P_p(\lambda_p)}{k}, \tag{2.83}$$

donde se remarca la dependencia de los parámetros como índice de refracción lineal(n_0), coeficiente de absorción lineal(α) y la potencia de bombeo(P_p) de la longitud de onda de bombeo λ_p, además de la dependencia de la cintura de haz de bombeo respecto a la propagación en el material.

El índice de refracción del medio láser(2.81) puede reescribirse como [21]:

$$n(r) = n_0\left(1 - (\frac{1}{h_T^2} + \frac{1}{h_{Kerr}^2})\frac{r^2}{2}\right) = n_0(1 - \frac{r^2}{2h^2}), \tag{2.84}$$

donde $\frac{1}{h^2} = \frac{1}{h_T^2} + \frac{1}{h_{Kerr}^2}$

Un parámetro relevante para evaluar el efecto de lente Kerr y lente térmica combinados es el poder focal total, definido por [21]:

$$p = \int_0^t \frac{n_0}{h^2(z)}dz, \tag{2.85}$$

donde p es el poder focal total de una lente equivalente al centro del material láser con camino óptico efectivo $\frac{t}{n_0}$, n_0 es el índice de refracción del medio activo considerando que para las longitudes de onda de bombeo y emisión el mismo tiene una variación despreciable, y h es el parámetro definido anteriormente que describe los efectos de lente térmica y lente Kerr.

La ecuación (2.84) corresponde de nuevo a un ducto gradiente de longitud Δz e índice de refracción lineal n_0, cuya matriz asociada, como fue discutido anteriormente corresponde a la matriz:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\Delta z}{n_0} \\ -n_0\frac{\Delta z}{h^2} & 1 \end{bmatrix}. \tag{2.86}$$

La matriz en la ecuación (2.86), representa una rebanada delgada de un material láser, cuyo índice de refracción se ve afectado por los efectos de lente Kerr y de lente térmica.

2.6. Amarre de modos

El fenómeno de amarre de modos en cavidades láser se produce al alcanzarse una relación de fase constante entre los distintos modos longitudinales propagándose dentro de la cavidad. Dentro de la cavidad láser, al comienzo de su operación, diversos modos longitudinales se propagan dentro de la cavidad sin tener una relación de fase fija entre ellos, a medida que se completan viajes redondos completos en la cavidad, los distintos modos dentro de la cavidad compiten por amplificarse en el medio activo, si los modos longitudinales oscilan independientemente y no existe una relación de fase entre ellos la emisión láser en la cavidad es continua(CW).

Si los modos longitudinales propagándose dentro de la cavidad alcanzan una relación de fase relativa constante, la interferencia espacial y temporal de los mismos resulta en un único pulso circulando al interior de la cavidad y amplificándose por el medio activo de la cavidad con mayor ganancia [16], lo anteriormente mencionado se ilustra en la figura 2.8.

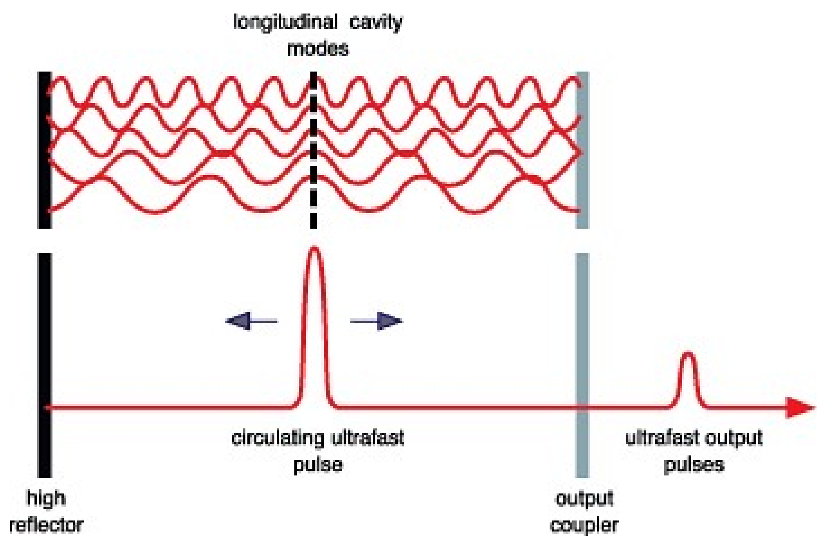


Figura 2.8: Interferencia constructiva de los modos longitudinales “amarrados en fase” de la cavidad láser produce un único pulso láser que viaja por la cavidad láser. Tomado de [31].

Los modos dentro de la cavidad están separados entre sí por una diferencia en frecuencia dada por [32]:

$$\nu = \frac{c}{2L} = \frac{1}{T_f}, \tag{2.87}$$

donde L es la longitud de la cavidad y c la velocidad de la luz, T_f periodo entre los distintos modos.

Al darse la interferencia constructiva de múltiples modos dentro de la cavidad láser, la intensidad dependiente del tiempo y posición dentro de la cavidad está dada por [32]:

$$I(t,z) = M^2|A_0|^2 \frac{sinc^2(M\frac{(t-\frac{z}{c})}{T_f})}{sinc^2(\frac{(t-\frac{z}{c})}{T_f})}, \tag{2.88}$$

donde $I(t,z)$ es la intensidad del pulso resultante, M el número de pulsos sumados constructivamente en el pulso, A_0 la magnitud escalar del campo electromagnético de cada pulso asumiendo una magnitud similar para cada modo, y $sinc(x)$ es la función sinc.

Como puede apreciarse de la ecuación (2.88) entre mayor sea el número de modos sumados en fase donde coincidan espacialmente temporalmente o espacialmente dentro de la cavidad láser, mayor será la intensidad del pulso láser resultante y su ancho temporal se verá decrecido.

El amarre de modos consiste en una técnica para la obtención de pulsos ultracortos de cavidades láser al lograr una relación de fase entre los modos longitudinales. En las cavidades láser amarradas en modos, el resonador láser contiene uno o varios elementos ópticos que conforman el dispositivo de amarre de modos, lo que permite la generación de pulsos ultra cortos dentro de la cavidad láser [6, 16].

Dentro de la cavidad, durante el estado estacionario, el sistema interior a la cavidad que afecta a los pulsos láser circulando dentro de la cavidad es estable, o las condiciones dentro de la cavidad son aproximadamente invariantes.

Durante cada viaje redondo, cuando el pulso alcanza el espejo de acople a la salida de la cavidad, una fracción del mismo sale de la cavidad láser siendo emitido, de manera que una secuencia regular de pulsos o tren de pulsos sale de la cavidad.

El periodo de repetición del tren de pulsos dependerá del tiempo de un viaje redondo completo dentro de la cavidad que le toma al pulso generado para escapar de la misma, siendo típicamente del orden de algunos nanosegundos. Mientras que la duración del pulso emitido desde la cavidad varía usualmente desde los $30fs$ a los $30ps$ dependiendo del dispositivo de amarre de modos incluido en la cavidad láser.

2.6.1. Amarre de modos activo

El amarre de modos activo implica el uso de elementos ópticos que modulen las pérdidas o la relación de fase entre los modos de la cavidad en el viaje redondo completo dentro de la cavidad de alguna manera, siendo controlados externamente a la cavidad para lograr la modulación de la ganancia en la cavidad. Cuando la modulación es sincronizada con el tiempo de viaje redondo completo de los pulsos dentro de la cavidad, es posible la generación de pulsos ultracortos dento de la cavidad láser.

2.6.2. Amarre de modos pasivo

En el amarre de modos pasivo, el dispositivo de modulación intra-cavidad responde a los cambios de fase e intensidad de los pulsos viajando dentro de la cavidad sin acción externa a la cavidad, comúnmente vía elementos con absorción saturable o lentes kerr. La respuesta de los dispositivos de amarre de modos pasivo suele ser mucho más rápida que los moduladores electrónicos por sus tiempos de recuperación cortos comparados con los de elementos electrónicos, permitiendo la generación de pulsos mucho más cortos(fs).

Amarre de modos por lente Kerr

El amarre de modos de lente Kerr o KLM (Kerr Lens Mode-Locking) por sus siglas en inglés consiste en emplear un medio de ganancia que presenta el efecto de lente Kerr [2, 33].

Para altas intensidades dentro de la cavidad láser, el haz de emisión resulta auto-enfocado, por lo que puede imitar el desempeño de un absorbedor saturable por dos mecanismos, KLM por apertura rígida y KLM por apertura suave. En el amarre de modos por apertura rígida, la lente kerr reduce las pérdidas de la cavidad al lograr enfocar el haz de emisión a través de una apertura dentro de la cavidad que el haz enfocado logra cruzar en cada viaje redondo. El iris mecánico introducido en al cavidad además aumenta las pérdidas de la onda continua siendo emitida dentro del resonador por lo que se favorece a la emisión pulsada e intensa, un esquema simplificado de una cavidad láser amarrada en modos por KML es mostrado en la figura 2.9.

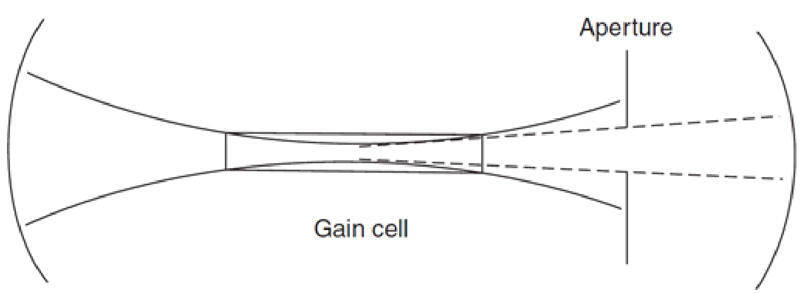


Figura 2.9: Cavidad KLM operando con apertura rígida. Tomado de [2].

En el amarre de modos por apertura suave, el efecto Kerr permite un traslape optimizado entre el haz de bombeo y el haz de emisión láser conduciendo a una mayor ganancia en el sistema para cada viaje redondo [33], un esquema de el traslape de haces dentro del medio activo se muestra en la figura 2.10.

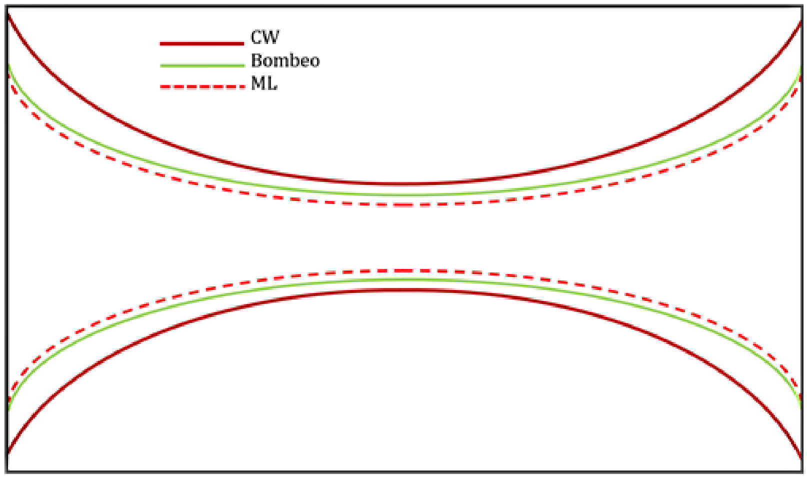


Figura 2.10: Traslape de haces dentro de medio kerr en cavidad KLM con apertura suave.

La modulación pasiva en cavidades KLM ha logrado, en sistemas de laboratorio, duraciones tan cortas como $\approx 5fs$ para sistemas láser Ti:zaf [8, 9].

Los sistemas láser que operan bajo el principio KLM generalmente se operan cerca de sus límites de estabilidad por necesidad de que el efecto de lente Kerr sea considerablemente intenso [34, 35].

Capítulo 3

Desarrollo del modelo computacional

En este capítulo se detalla la secuencia de elementos considerados en la construcción de la simulación computacional de una cavidad láser Ti:zaf operando a @800nm y bombeada @ 447nm partiéndose desde una cavidad básica vacía hasta el modelo computacional englobando efectos de astigmatismo, lente Kerr y lente térmica. Todos los programas empleados para la construcción de la simulación de la cavidad láser Ti:zaf que serán detallados a continuación fueron programados en el lenguaje de programación MATLAB.

3.1. Cálculo de la estabilidad de cavidad láser

Como se discutió en el capítulo anterior, el análisis de las cavidades láser con haces gaussianos se ve simplificado por la ley ABCD para haces gaussianos(2.3), que permite dar un manejo sencillo matemáticamente a la propagación de luz dentro de cavidades láser y por tanto ser simulado con cierto grado se simpleza.

Tomando en cuenta la naturaleza de cada elemento óptico integrado en la cavidad simulada, cada elemento óptico dentro de la cavidad fue representado según su tipo; lente, espejos y cristal no lineal.

Una vez definida la representación matricial de los elementos ópticos simulados, fue calculada la matriz total del sistema, matriz que contiene información de la propagación del haz a lo largo de la cavidad y cuyos elementos determinan la estabilidad de la cavidad.

Como parámetro para determinar la estabilidad de la cavidad, cualesquiera que fueran los elementos ópticos considerados dentro de la cavidad, así como su configuración y efectos incluidos, fue empleada la desigualdad (2.26), pues si la cavidad simulada es una cavidad láser geométricamente estable, donde se cumple la reproducibilidad del haz al cabo de un viaje redondo completo la desigualdad (2.26) debe cumplirse [16]. Así, fue definido el parámetro de estabilidad a emplear durante la simulación como:

$$e = \frac{A_T + D_T}{2} \tag{3.1}$$

donde A_T y D_T son las entradas 1,1 y 2,2 de la matriz total del sistema en un viaje redondo completo respectivamente y e es el parámetro de estabilidad a emplear.

Al considerar el astigmatismo introducido a la cavidad por la inclinación de elementos ópticos, fueron tratadas las componentes perpendiculares del haz separadamente, mientras que como parámetro para evaluar la estabilidad de la cavidad fue tomado el promedio de los parámetros de estabilidad ya que dicho promedio debe seguir cumpliendo la desigualdad (2.26) al ser la cavidad estable en ambas componentes de modo que la estabilidad de la cavidad para ambas componentes puede evaluarse de la forma:

$$-1 \leq e = \frac{\frac{(D_{Tx}+A_{Tx})}{2} + \frac{(D_{Ty}+A_{Ty})}{2}}{2} \leq 1 \tag{3.2}$$

Donde e es el parámetro de estabilidad y D_{Ti} y A_{Ti} con $i = x, y$ son entradas de las matrices totales del sistema para las direcciones x & y. Donde se considera a los mismos elementos ópticos del sistema, pero se diferencian los efectos direccionales agregados por el astigmatismo para cada elemento y su influencia en la representación matricial.

Utilizando el parámetro e considerando a ambas direcciones, la cavidad fue forzada a ser estable en ambas condiciones cuando se cumple la desigualdad (3.2). En el desarrollo de la simulación, en caso de que se necesitase reutilizar el factor q del sistema para iteraciones siguientes, fue calculado el factor q al cerrar un viaje redondo completo mediante la ecuación (2.27) para ambas direcciones (x & y).

Durante el cálculo de la estabilidad en la cavidad, cuando fue necesario calcular el tamaño de haz y el radio de curvatura del haz en algún punto de la propagación fueron empleadas las expresiones:

$$R(z) = \frac{1}{Re(\frac{1}{q(z)})} \tag{3.3}$$

$$w(z) = \left(\frac{-\lambda}{Im(\frac{1}{q(z)})n\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.4}$$

Donde $R(z)$ es el radio de curvatura de la onda propagándose por el resonador, $w(z)$ es la cintura de haz, y n es el índice de refracción del medio en el que se propaga el haz. En tanto que, cuando fue necesario conocer el parámetro q en algún punto de la cavidad después de que el haz interactuara con algún elemento óptico fue empleada la ecuación (2.16):

$$q = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \tag{3.5}$$

donde se conocía anteriormente el parámetro q_0 anterior a la modificación por algún elemento óptico.

Dada la variación de algunos parámetros de la cavidad durante el desarrollo del modelo computacional fue conveniente visualizar el cálculo del parámetro de estabilidad en forma de un mapa de estabilidad, esto fue realizado variando dos parámetros de la cavidad según fue necesario y reservando el valor del parámetro e para evaluar la estabilidad de la cavidad. A partir de dicho mapa de estabilidad, fue tomado algún punto sobre el mapa para analizar los diferentes efectos dentro de la cavidad, así como determinar las condiciones de operación dentro del resonador láser.

3.2. Cavidad vacía

Como primer paso en la construcción de la simulación computacional de una cavidad Ti:zaf fue construido un programa tal que calculara la estabilidad de un haz láser @ 800nm dentro de una cavidad lineal vacía, consistiendo esta únicamente en espejos, considerando además el astigmatismo introducido por la inclinación necesaria para "doblar" en sí misma a la cavidad y lograr el diseño compacto de una cavidad lineal simple de tipo "X" también conocida como tipo moño de corbata(Bow Tie, en inglés). La cavidad simulada fue diseñada dentro del modelo computacional siguiendo el diseño mostrado en la figura (3.1).

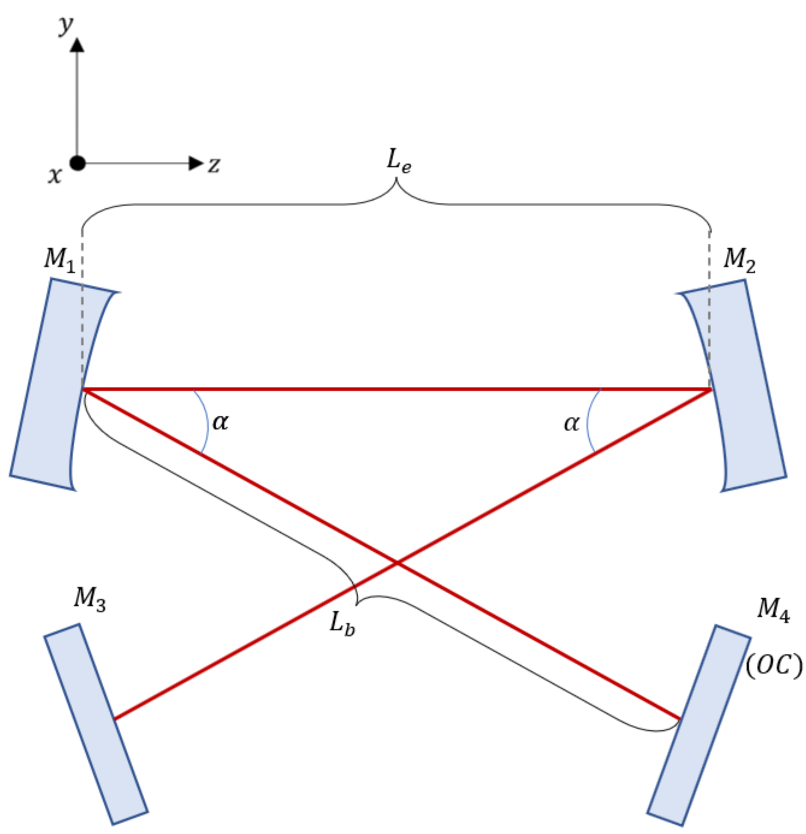


Figura 3.1: Cavidad lineal vacía simple en "X".

Donde $M1$ y M_2 son espejos cóncavos cuyos radios de curvatura son $R1$ y R_2 respectivamente, M_3 y M_4 son espejos planos, L_e es la separación espacial entre los espejos $M1$ y M_2 y L_b es la longitud de los brazos de la cavidad o distancia entre espejos planos y cóncavos y α es el ángulo que forma el haz saliente hacia los brazos con el haz entre espejos cóncavos.

La cavidad simple de tipo "X" fue modelada tal que el espejo de entrada(M_1) sirviera como punto de partida para el haz láser, posteriormente el haz láser se propaga por el espacio libre entre los espejos cóncavos($M_{1,2}$) una distancia L_e, al llegar al espejo cóncavo M_2 el haz es reflejado hacia espejo plano M_3 por una distancia L_b tras lo cual es reflejado por el espejo M_3, el haz regresa al espejo M_2 de donde es reflejado hacia el espejo M_1, luego el haz incide sobre el espejo M_1 y es reflejado hacia el espejo acoplador de salida M_4(OC) propagándose por espacio libre una distancia L_b, finalmente el haz es reflejado a su llegada al espejo M_4 para posteriormente incidir nuevamente sobre el espejo M_1 tras propagarse de nuevo desde el espejo M_4.

La simulación construida permite la variación de los dos parámetros de mayor importancia en esta cavidad; la separación entre espejos cóncavos(L_e) y el tamaño de brazo(L_b).

La matriz total del sistema es calculada para cada variación de las dimensiones de la cavidad, de la cual se calcula la estabilidad de la cavidad considerando el astigmatismo introducido producido por la inclinación de M_1 y M_2.

Calculando la estabilidad de la cavidad con cada variación, es posible visualizar la región de estabilidad de la cavidad vacía.

El programa referido puede consultarse en Apéndice C.1, donde se incluyen los programas suficientes para el funcionamiento del programa principal.

3.3. Cavidad con cristal simple

Como siguiente paso en la construcción de la simulación completa de la cavidad láser Ti:zaf, fue introducido un elemento adicional a la simulación de la cavidad, un cristal simple de longitud t e índice de refracción lineal n_{c0} con caras paralelas al plano transversal a la propagación(π_{xy}).

El diseño de la cavidad modificada se muestra en la figura (3.2).

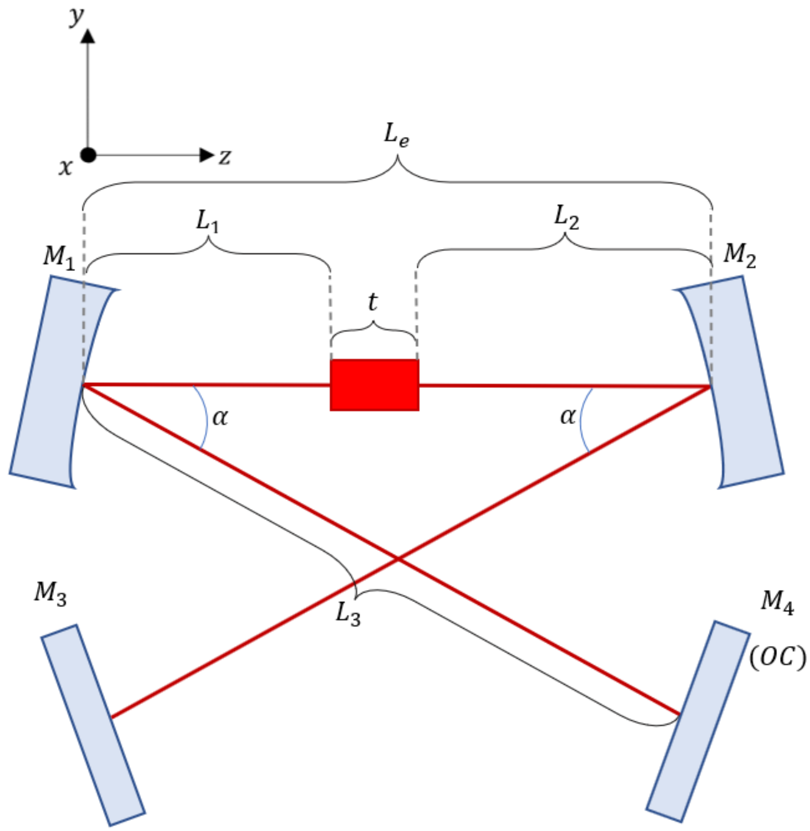


Figura 3.2: Cavidad tipo “X” o “Bow Tie” con cristal simple.

En donde para calcular la estabilidad de la cavidad fue dividida la distancia L_e con el fin de variar la distancia entre espejos cóncavos y la posición de la primera cara del cristal(L_1), y se fijó la distancia del brazo de la cavidad. Para una mayor precisión, se dividió el cristal en rebanadas de tamaño $\frac{t}{N_c}$ donde N_c es el número de rebanadas o pasos a tomar para la propagación dentro del cristal.

El programa simulando una cavidad de cuatro espejos con un cristal simple cortado en ángulo de Brewster se muestra en el apéndice C.2.

3.3.1. Corte en ángulo de Brewster

Una característica común en sistemas láser de estado sólido es el corte en ángulo de Brewster en el medio activo, teniendo al medio activo cortado en ángulo de Brewster, se logra reducir las pérdidas por reflexión en las caras del medio activo y seleccionar simultáneamente un estado de polarización dentro de la cavidad láser en dirección P, en el que la polarización del haz resulta paralela al plano de incidencia.

Fue considerado el corte en ángulo de Brewster del cristal en la cavidad, con lo que, en la simulación, el tratamiento por separado de las componentes del haz en las direcciones ortogonales a la propagación consideró adicionalmente la influencia en una de las direcciones por el corte en ángulo del cristal. En este caso la representación matricial del cristal, sin considerar aún efectos adicionales al corte en ángulo de

Brewster es [17]:

$$\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{3.6}$$

Donde L la longitud efectiva del cristal está dada por $L = \frac{t}{n_{c0}}$ para el plano sagital y $L = \frac{t}{n_{c0}^3}$ para el plano tangencial. El diseño de la cavidad láser considerando el corte en ángulo de Brewster se muestra en la figura (3.3).

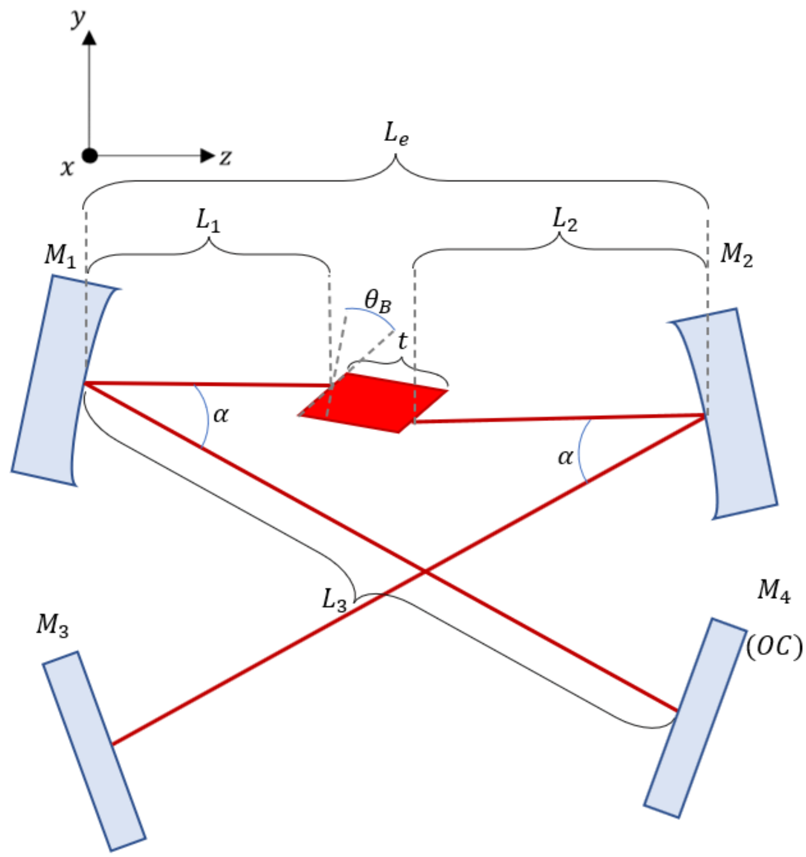


Figura 3.3: Cavidad tipo "X" con cristal simple cortado en ángulo de Brewster.

3.4. Cavidad con efecto Kerr

Continuando la construcción de la simulación de un láser Ti:zaf, fue considerado ahora la introducción de un cristal no lineal al sistema, tomando en cuenta la potencia del haz de emisión dentro de la cavidad, haciendo considerable al efecto Kerr dentro del medio activo. Con el nuevo efecto considerado, además se mantuvieron los efectos ya implementados previamente.

La simulación construida ahora considera a cada rebanada del cristal dentro de la cavidad como un cristal no lineal, cortado en ángulo de Brewster en el que es importante conocer el tamaño del haz láser que incide sobre él para calcular la matriz de lente Kerr del material. Donde provisionalmente se selecciona la potencia de la emisión láser en $P_l = 0W$.

Ahora, para cada paso dentro de la cavidad, se calcula tanto el factor q del haz gaussiano como el tamaño de la cintura de haz. Previo a la llegada del haz a la primera cara del cristal, el haz se propaga por espacio libre una distancia L_1 por aire con índice de refracción $n_1 = 1$, con la llegada del haz a la cara del cristal no-lineal son calculados el factor q y tamaño de cintura del haz mediante la propagación de una condición arbitraria del factor q inicial en M_1 para $z = 0$.

La propagación del haz es posible dentro del cristal no lineal ya que la contribución por efecto de lente Kerr hasta el momento es nula, dado que la potencia láser asignada es $0W$, anulando la entrada influenciada por el efecto Kerr en la matriz de lente Kerr para cada rebanada del cristal no-lineal como puede notarse de las expresiones en las ecuaciones (2.62) y (2.60). Con lo anteriormente mencionado la propagación dentro del medio activo es equivalente hasta este punto a la propagación simulada de un cristal simple sin considerar el efecto Kerr.

Posteriormente, el haz sigue su curso por la cavidad completando un viaje redondo completo, de nuevo considerando sólo la representación matricial de los elementos y teniendo influencia nula del efecto Kerr, al completar el viaje redondo completo sobre la superficie del espejo de entrada M_1 se calcula el factor q con la representación matricial total de la cavidad mediante la ecuación (2.27).

El programa simulando una cavidad láser de cuatro espejos con un cristal no lineal en su interior se muestra en el apéndice C.3, así como el escalamiento en la potencia láser.

3.4.1. Escalamiento en potencia láser

Para incluir el efecto de lente Kerr en la cavidad láser diseñada, considerando la condición característica de los procesos no lineales, en las que un paso previo tiene efecto sobre el siguiente, fue incrementada la potencia láser dentro de la cavidad (@800nm) de manera gradual, tomando los efectos no lineales generados en el paso previo, a una potencia menor.

Es decir, para iniciar una propagación que considere además de la representación matricial de los elementos ópticos de la cavidad, el tamaño de cintura del haz, fue necesario proveer una condición inicial para así tener una cintura de haz determinada por la geometría de la cavidad. Para este fin, se escaló la potencia partiendo del factor q entregado por la cavidad simulada a potencia $0W$, como se relató anteriormente, partiendo en la propagación dentro de la cavidad con el factor q al final del viaje redondo a $0W$ y calculando el tamaño de haz que llega al cristal no-lineal y a cada una de sus divisiones (rebanadas) ahora considerando la potencia de emisión diferente de $0W$. La propagación del haz en la cavidad termina recorriendo el tramo restante de la misma y calculando el tamaño de haz con la matriz parcial del sistema al retorno a la cara posterior del cristal, con lo que se conoce también el tamaño de haz incidiendo en la cara posterior del cristal y en cada una de sus subdivisiones. El factor q al término del viaje redondo completo es guardado para cada variación de las dimensiones de la cavidad, así como la posición del cristal entre los espejos cóncavos.

Para el siguiente incremento en potencia del haz de emisión se recicla el factor q, calculado para la potencia anterior, como condición inicial para en siguiente incremento.

Dado que el efecto Kerr depende de la potencia del haz considerada, se buscó que el escalamiento en potencia fuese grande para los primeros incrementos mientras que para incrementos finales fuese un incremento ligero entre pasos consecutivos. Es por lo anterior que se decidió optar por un incremento en la potencia de operación de la forma:

$$P_l(i) = (\frac{log(i)}{log(N_p)}) * 0.5P_c; \tag{3.7}$$

Donde i es el número del incremento, N_p es el número total de incrementos desde $0W$ hasta el 50 % de la potencia crítica(P_c) del medio activo. Con la expresión 3.7 se logra que para el primer paso($i = 1$) la potencia en la cavidad sea nula, mientras que para el paso final la potencia designada es el 50 % de la potencia crítica.

Así, con cada incremento en potencia se calcula el factor q después de un viaje redondo completo, considerando como parámetro de partida el tamaño de haz a la primera superficie del medio activo, calculado con el parámetro de la iteración anterior, y se escala la potencia para observar el efecto de la lente Kerr en la estabilidad de la cavidad láser al variar la distancia entre espejos cóncavos y la posición del cristal entre los mismos. En donde se hace coincidir cada variación de la cavidad con su correspondiente en el siguiente incremento en potencia.

3.5. Sistema de bombeo

Para continuar con la simulación de una cavidad Ti:zaf, se buscó tener el control sobre la distribución del haz de bombeo con el fin de aprovecharla para maximizar el efecto de Lente térmica, así como para la simulación de una cavidad operando por amarre de modos KLM.

El diseño del sistema de bombeo es mostrado en la figura 3.4.

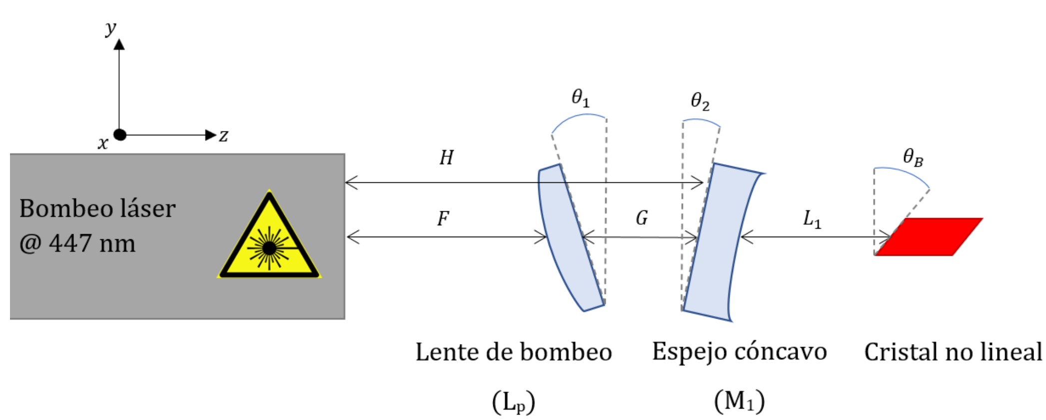


Figura 3.4: Diseño de sistema de bombeo con astigmatismo.

El sistema de bombeo diseñado conforma una secuencia de propagación adicional a la propagación dentro de la totalidad cavidad, siendo parcialmente externa a la cavidad láser, con la diferencia de que esta propagación no requiere establecer criterios de estabilidad para el haz debido a que se trata del haz de bombeo @ 447nm y no el haz de emisión confinado a la cavidad láser.

Para la propagación del haz de bombeo hacia el interior de la cavidad, se programó su propagación tratando al haz de bombeo como otro haz gaussiano, se consideró la propagación desde el punto en el que el haz de bombeo tiene su cintura mínima, externo a la cavidad láser, hasta la cara posterior del cristal no-lineal al interior de la cavidad.

Para lo anterior, fue tomada una cintura inicial del haz de bombeo de 1mm para ambas componentes del haz (x & y), el haz de bombeo se propaga una distancia F hasta una lente de bombeo plano-convexa que enfoca el haz, el haz por enfocarse completamente se propaga por espacio libre una distancia G y atraviesa la parte posterior del espejo M_1 que actúa como lente negativa para el haz incidente, una vez atraviesa al espejo de entrada, el haz se propaga por el espacio libre una distancia L_1 hasta el cristal no lineal cortado en ángulo de Brewster y lo atraviesa completamente, experimentando únicamente el índice de refracción lineal del cristal n_{c0} @447nm. El haz de bombeo puede enfocarse o no dentro del cristal no-lineal, dependiendo de las distancias entre la lente de bombeo y la cintura del haz(F) y de entre la lente de bombeo y la parte posterior del espejo M_1(G), derivando en distribuciones de bombeo distintas dentro del cristal, tema que será discutido posteriormente.

En la simulación de la propagación además se considera la influencia de la inclinación de la lente de bombeo(θ_1), del espejo de entrada(θ_2), su espesor, su superficie curva y el corte en ángulo de Brewster del cristal(θ_B), al considerar a los elementos ópticos simulados como superficies esféricas y emplear la representación matricial mostrada en el apartado 2.5.1.

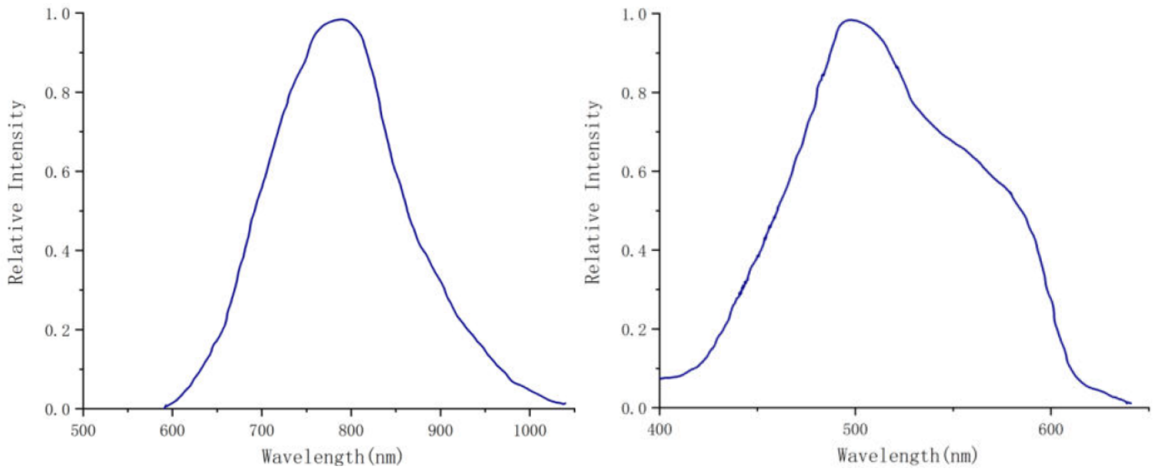
La validez de considerar a la lente de bombeo y el espejo de entrada como lentes delgadas es discutida para un sistema similar en [18], cuyo estudio muestra que considerar a dichos elementos como lentes delgadas es útil y resulta una buena aproximación.

Los programas empleados para simular el sistema de bombeo dentro de las secuencias de los programas principales pueden consultarse en el apéndice C.4.2

3.5.1. Ajuste al espectro de absorción @ 447 nm

Debido a que la mayoría de los sistemas láser Ti:zaf son bombeados a una longitud de onda de 532nm, frecuentemente se reporta el coeficiente de absorción para esa longitud de onda, esto además por el uso común de bombeo por láseres Nd:YAG [11]. Para muchos cristales disponibles comercialmente se reportan coeficientes de absorción con un valor de $\alpha_{Abs} = 4.1\frac{1}{cm}$ para dopajes del 0.25 %Ti [36, 37] a 532nm.

Adicionalmente, debido a la falta de datos disponibles respecto al valor del coeficiente de absorción a 447nm, que corresponde a la longitud de onda de emisión de los diodos láser de bombeo, fue necesario realizar una estimación basada en un ajuste gaussiano del espectro de absorción en la región de los 400 a los 650 nm, región donde el cristal Ti:zaf alcanza su máximo en absorción. El espectro de absorción normalizado del cristal Ti:zaf puede observarse en la figura 3.5.



(a) (b)

Figura 3.5: Espectro de emisión del cristal Ti:zaf en la región de los 500 a 1000 nm (3.5a) y Espectro de absorción normalizado del cristal Ti:zaf en la región de los 400 a 700 nm (3.5b). Tomados de [38] .

El ajuste gaussiano, toma en cuenta que el ancho de la curva del espectro de absorción es aproximadamente 130 nm entre los 460 y los 590nm, puntos donde el espectro de absorción cae a la mitad de su máximo valor situado en aproximadamente en 490 nm (λ_0) [11], esto es, considerando a la aproximación tomada, la anchura a media altura de la curva gaussiana simulando el espectro de absorción, también llamada FWHM. Sin embargo, una sola curva gaussiana no reproduce con precisión el espectro de absorción del cristal Ti:zaf, por lo que fueron empleadas dos curvas gaussianas como componentes del ajuste, cuya suma representa el ajuste realizado.

El ancho a media altura (FWHM) para curvas gaussianas está dado por [2]:

$$FWHM = w_0\sqrt{2ln(2)}, \tag{3.8}$$

donde $FWHM$ es la anchura a media altura de la curva gaussiana y w_0 es el ancho de la distribución gaussiana equivalente a dos veces la desviación estándar (σ) de la curva.

Las componentes del ajuste gaussiano empleado para el espectro de absorción tienen la forma:

$$f(\lambda) = ae^{-\frac{2(\lambda-\lambda_0)^2}{w_0^2}}, \tag{3.9}$$

donde λ es la longitud de onda de la luz, λ_0 es la longitud de onda central del espectro de absorción, a es un parámetro de amplitud y w_0 es el ancho de la distribución, región que contiene aproximadamente el 68 % del área bajo la distribución.

El ajuste realizado para el espectro de absorción tiene la forma:

$$f(\lambda) = a_1e^{-\frac{2(\lambda-\lambda_{0,1})^2}{w_{0,1}^2}} + a_2e^{-\frac{2(\lambda-\lambda_{0,2})^2}{w_{0,2}^2}} \tag{3.10}$$

con a_1 y a_2 factores de peso, a_1 y a_2 $\epsilon\mathbb{R}$.

Fueron considerados los siguientes parámetros para las componentes gaussianas:

- Factor de peso a_1 =0.85, $FWHM_1 = 60$ nm, $\lambda_{0,1} = 483$ nm
- Factor de peso a_2=0.7, $FWHM_2 = 90$ nm, $\lambda_{0,2} = 550$ nm

Con lo anteriormente mencionado, fue construida la curva de ajuste aproximando al espectro de absorción del cristal ti:zaf mostrada en la figura 3.6.

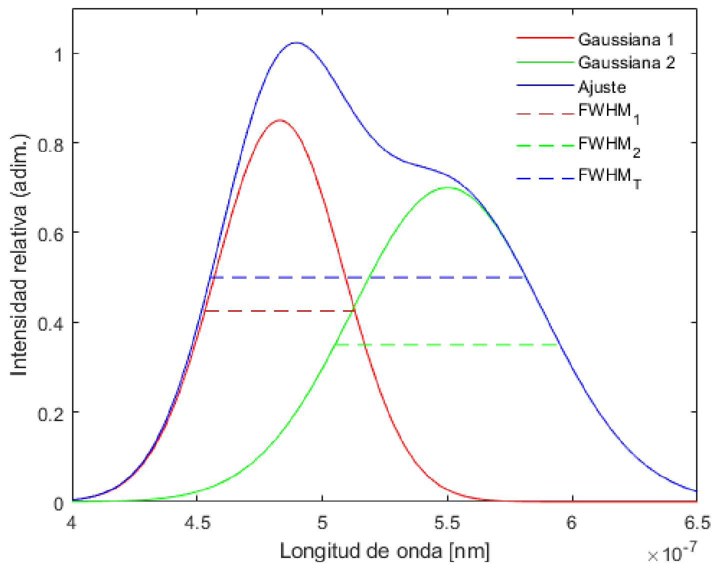


Figura 3.6: Aproximación del espectro de absorción del cristal Ti:zaf.

El ajuste realizado, provee una curva con máximo en 489 nm normalizada, cuyo ancho a media altura es de 125 nm y alcanza su altura media en los puntos 455 y 580 nm, muy cercano a los valores reportados en la literatura [11]. Con el ajuste realizado, se tiene un valor en el espectro de absorción aproximado de 0.7603 a 532 nm, mientras que para los 447 nm se obtiene un valor de 0.3318, por lo que dentro de la aproximación realizada para el coeficiente de absorción, considerando que el coeficiente de absorción está relacionado proporcionalmente a la absorbancia del material(ver la ecuación (2.71)), el valor estimado con el ajuste gaussiano del coeficiente de absorción a 447 nm es:

$$\alpha_{Abs}(\lambda = 447nm) \approx \frac{(0.3318)}{(0.7603)}(4.1\frac{1}{cm}) = 1.7893\frac{1}{cm} \tag{3.11}$$

El programa empleado para realizar el ajuste al espectro de absorción del cristal Ti:zaf puede encontrarse en el apéndice C.4.3.

3.6. Cavidad con efecto térmico

Para completar los efectos y fenómenos físicos esenciales a considerar en la simulación de una cavidad Ti:zaf, fue además incluido el efecto de lente térmica dentro del medio activo de la cavidad.

Para incluir el efecto de lente térmica, primeramente, fue simulada la propagación del haz de bombeo fuera de la cavidad y hasta entrar a la misma por el espejo de entrada M_1, como se mencionó anteriormente en la sección que describe el sistema de bombeo.

Una vez incluido el efecto de lente térmica en la cavidad para el cálculo de la estabilidad de esta, fue establecida una secuencia de propagación tomando en cuenta la propagación en espacio libre variable (L_1), el haz de bombeo se propaga a partir de la condición inicial proporcionada por el sistema de bombeo hasta M_1, de donde la propagación dentro de la cavidad inicia, el haz se propaga por espacio libre hasta el cristal no-lineal y a través de él hasta su cara posterior.

De dicha propagación, se obtiene la distribución volumétrica del haz de bombeo dentro del cristal no lineal sobre cada subdivisión del cristal generándose un conjunto de tamaños de cintura del haz de bombeo a lo largo del material.

Con la distribución de bombeo dentro del cristal calculada para cierta longitud de propagación previa (L_1), fue posible incorporar el efecto de lente térmica durante la propagación del haz de emisión a lo largo de la cavidad, ahora tomando la misma distribución espacial de bombeo dentro del cristal no-lineal para la propagación bidireccional del haz de emisión dentro de la cavidad; es decir, dentro de un viaje redondo completo, el haz de emisión enfrenta el efecto de lente térmica de manera no-recíproca al propagarse en sentidos diferentes.

Con lo anterior, la propagación en un sentido y en el contrario verán dos distribuciones de bombeo distintas, un espejo de la otra en la dirección de propagación (z), por lo que el tamaño de haz a la entrada del cristal y a la salida, así como los tamaños de haz intermedios, se verán invertidos de acuerdo con el sentido de la propagación del haz de emisión por la cavidad láser.

Lo anteriormente mencionado fue considerado para el cálculo matricial de la cavidad láser completa y su estabilidad al variar las dimensiones de la cavidad (L_e) y la posición del cristal no-lineal (L_1).El programa referido puede consultarse en el apéndice C.4.

Para facilitar cálculos y posteriores cambios en el bombeo de la cavidad, fueron consideradas dos nuevas distancias compuestas dentro de los parámetros de la cavidad; $L11 = L1 + \frac{t}{2}$ y $L22 = L2 + \frac{t}{2}$, que determinan la posición del centro del cristal dentro de la cavidad láser diseñada, el programa con el nuevo arreglo puede consultarse en el apéndice C.5.

3.7. Distribución de bombeo en el medio activo

La distribución del haz de bombeo dentro del medio óptico afecta directamente el efecto de lente térmica y juega un papel importante en la estabilidad de la cavidad láser simulada. Es por ello que la operación de la cavidad debe darse en condiciones óptimas de bombeo óptico con la finalidad de lograr una ganancia óptima y en las que el amarre de modos sea posible.

Para analizar lo anteriormente mencionado dentro de la cavidad simulada, fueron establecidos criterios y cálculos para la selección de las características de operación de la cavidad láser.

3.7.1. Poder focal

Para evaluar el poder focal total del medio activo fue calculada la integral de la ecuación (2.85), tomando en cuenta que el parámetro h que describe tanto el efecto de lente térmica como al efecto de lente Kerr depende de los tamaños de haz de bombeo y de emisión dentro del medio activo.

Para ello, fueron tomados los tamaños de haz en las direcciones x y y para cada subdivisión del cristal no lineal, calculando en cada paso a través del cristal el parámetro h y así realizando una integración discreta a través del medio activo.

El poder focal [21], calculado para cada variación de dimensiones dentro de la cavidad y posición del cristal no-lineal dentro de la misma fue guardado para generar un mapa del poder focal.

3.7.2. Traslape de haces

Es importante lograr un buen traslape de haces dentro del medio activo para incrementar la ganancia del medio activo, haciendo empatar espacialmente a los haces de bombeo y emisión dentro del material, así la región de ganancia dentro del medio activo también se traslapa con el haz de emisión estable dentro de la cavidad.

Para evaluar el traslape volumétrico de ambos haces dentro del medio activo, fueron tomados los tamaños de haz ya calculados para evaluar los efectos de lente térmica y lente Kerr. Las áreas transversales de los haces, considerando el astigmatismo, están dadas por [18]:

$$A_i(z) = w_{xi}(z)w_{yi}(z)\pi, \tag{3.12}$$

mientras que los volúmenes de traslape están estimados por:

$$V_i(z) = \Delta z A_i(z), \tag{3.13}$$

considerando al área transversal de cada haz como una elipse, con i=bombeo, láser, donde $w_{xi,yi}(z)$ son los tamaños de haz en ambas componentes transversales, dependientes de la posición dentro del cristal (z), y Δz el ancho de la rebanada del medio activo considerada ($\Delta z = \frac{t}{N_c}$). Un esquema del traslape de haces dentro del medio activo se muestra en la figura 3.7.

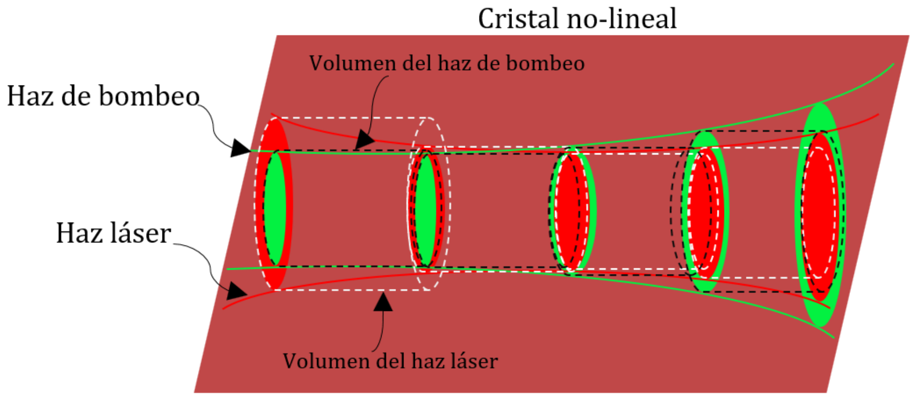


Figura 3.7: Traslape de haces dentro del medio activo.

Al lograr un buen traslape de los haces dentro del medio activo se minimiza la suma de las áreas y la suma de la diferencia entre los volúmenes de traslape dentro del medio mismo, por lo que fue evaluado el traslape de los haces mediante los parámetros A_T y ΔV_T definidos como [18]:

$$A_T \propto \sum_{n=1}^{Nc} A_{bombeo}(n) + A_{laser}(n), \tag{3.14}$$

$$\Delta V_T \propto \left| \sum_{n=1}^{Nc} V_{bombeo}(n) - V_{laser}(n) \right|, \tag{3.15}$$

en donde A_{bombeo} y A_{laser} son las áreas de los haces de bombeo y emisión respectivamente en la i-ésima rebanada del cristal considerada, V_{bombeo} y V_{laser} son los volúmenes de los haces de bombeo y emisión respectivamente, con $n = 1, 2...N_c$ número de la rebanada.

3.7.3. Ganancia

Un parámetro crucial para la operación de un sistema láser es la ganancia en el medio activo, por lo que fue crucial definir un parámetro para evaluar cualitativamente la simulación de la operación de la cavidad.

El parámetro de ganancia considerado fue definido como [18]:

$$g \propto \sum_{n=1}^{Nc} \frac{1}{A_{bombeo}(i) + A_{laser}(i)}, \tag{3.16}$$

en donde g es el parámetro de ganancia de la cavidad láser. El parámetro de ganancia calculado para cada variación de dimensiones dentro de la cavidad fue guardado para su graficación.

3.7.4. Distribución de bombeo fija espacialmente

Como primera forma de bombeo óptico a la cavidad simulada, fue establecida una secuencia de propagación para el haz de bombeo tal que la distribución de bombeo permaneciera fija espacialmente.

Fue desarrollada una secuencia de propagación en un par de programas alternos para buscar un bombeo óptimo de la cavidad o al menos un bombeo para incrementar la ganancia de la cavidad. Como primer programa alterno, fue construida una secuencia de programación que simulara el enfoque variable del sistema de bombeo dentro de la cavidad láser. Para lo anterior fue fijada la distancia entre la cintura inicial del haz de bombeo y el espejo cóncavo M_1 (H), con esto hecho fue variada la posición de la lente de bombeo en dicho rango ($H = F + G$ en la figura 3.4) cambiando así la posición del foco dentro de la cavidad, la cavidad considerada en esta secuencia es una cavidad vacía. El factor Q, la posición de la lente asociada a cada variación asociada y la distancia de enfoque dentro de la cavidad fue almacenada para emplearla en el siguiente programa alterno.

Una vez obtenida la información sobre el enfoque variable, fue creado un programa alterno para evaluar el bombeo en la cavidad que produjera la máxima ganancia en el mapa de estabilidad y así obtener un bombeo óptimo. El segundo programa alterno considera un bombeo variable en el que toma las condiciones del sistema de bombeo para el enfoque sobre la posición en la que se posicionará al medio del cristal, de esta forma, al colocar el cristal de la cavidad en posición el haz de bombeo se enfoca dentro del cristal (medio activo) o se enfoca previo al cristal e incide concentrado en el cristal.

La secuencia del segundo programa alterno evalúa idénticamente la estabilidad de la cavidad, con la excepción de que considera a las condiciones de bombeo como las que darían un enfoque en la posición media del cristal ($L_1 + t$) para cada variación de la posición del mismo, en este caso en la posición media entre los espejos M_1 y M_2. Una vez calculado el factor de ganancia para cada punto en el mapa de estabilidad al variar los parámetros de la cavidad (L_e y L_1) el programa busca al punto de máxima ganancia en el mapa, obteniendo así las condiciones óptimas para la distribución fija del haz de bombeo dentro de la cavidad.

Al obtener la distribución de bombeo óptima fija para la cavidad, el haz de bombeo se propaga por elementos los elementos ópticos anteriormente mencionados en el sistema de bombeo hasta antes de entrar a la cavidad e ingresa a la cavidad con el factor q inicial dentro de la cavidad dado por el par de programas alternos para obtener una distribución de bombeo óptima fija.

Una vez dentro de la cavidad, el haz de bombeo es propagado variando la distancia entre los espejos cóncavos de la cavidad y la posición del cristal no-lineal, variando indirectamente la distancia de propagación en espacio libre antes de ingresar al cristal no-lineal (L_1) y atravesar al mismo.

Así, la estabilidad de la cavidad fue calculada considerando a las variaciones de las dimensiones de esta y la posición del cristal manteniendo constante las condiciones iniciales (q, w) del haz de bombeo a la entrada de la cavidad, cambiando la distribución de bombeo dentro del cristal únicamente debido a la refracción por incidir sobre él a distintas L_1 de la condición inicial sobre M_1

El programa referido puede consultarse en el apéndice C.6.

3.7.5. Distribución de bombeo constante

Para probar un caso más versátil en el que el haz de bombeo se mantuviera enfocado dentro del cristal no-lineal, fue programada una propagación del haz de bombeo dentro de la cavidad hasta el interior del cristal no-lineal, previamente con conocimiento de la distancia de enfoque dentro de la cavidad que el haz de bombeo tuvo dadas las distancias F y G fijas. En la secuencia de propagación dentro de la cavidad del haz de bombeo, fue simulado el enfoque del haz dentro del cristal al suponer la posición de la mitad del cristal a la distancia del foco del sistema de bombeo (z_f), por lo que la secuencia de propagación envía al haz de bombeo por espacio libre una distancia $z_f - \frac{t}{2} = L_1$ para después atravesar el cristal no-lineal completamente. La distribución del haz de bombeo propagado de esta forma fue reservada para emplearse posteriormente.

Para el cálculo de la estabilidad de una cavidad cuyo haz de bombeo se enfoca siempre dentro del cristal de bombeo, fue simulada la cavidad con la distribución fija dentro del cristal reservada, obtenida como se mencionó anteriormente. De este modo, se varían la distancia L_e de la cavidad y la posición del cristal no-lineal (L_1) mientras se emplea la distribución de bombeo fija artificial dentro del cristal para calcular el efecto de lente térmica. El programa referido puede consultarse en el apéndice C.7.

3.7.6. Distribución de bombeo dinámica

Como propuesta siguiente, se buscó seguir al cristal no lineal con el foco del sistema de bombeo, así el sistema de bombeo se adapta a cualquier reposicionamiento del cristal no-lineal dentro de la cavidad para lograr el enfoque dentro del mismo.

Fue establecida una rutina de propagación para el sistema de bombeo variando la posición de la lente de bombeo relativa la distancia total entre la cintura inicial del haz de bombeo desde la que se parte y hasta el espejo de entrada M_1 ($H = F + G$ en la figura 3.4), dicha longitud se mantuvo fija, así como las inclinaciones de los elementos ópticos dentro del sistema de bombeo. Al variar la posición de la lente de bombeo en el sistema fueron obtenidas las distancias de enfoque dentro de la cavidad (z_f) medidas respecto al espejo de entrada M_1(z=0), para cada variación de F dentro de la distancia fija H, almacenando la distancia F dentro del rango empleado (H) para lograr distintos enfoques dentro de la cavidad (z_f) y las condiciones de entrada a la cavidad para el haz de bombeo (q, w).

En la secuencia de propagación dentro de la cavidad para calcular la estabilidad de la cavidad láser, fueron empleadas las condiciones dadas por el enfoque dinámico del haz de bombeo. Dada la distancia a propagar por espacio libre hasta el cristal no-lineal (L_1), una secuencia de propagación del haz de bombeo propaga el haz por el espacio libre hasta la distancia de enfoque menos la mitad de la longitud del cristal no-lineal ($z_f - \frac{t}{2}$), de la cual se obtiene el tamaño de haz dentro del cristal para el cálculo del efecto de lente térmica. Una vez se tiene la distribución de bombeo dentro del cristal, se continúa la propagación del haz de emisión dentro de la cavidad calculando la estabilidad de la cavidad como fue mencionado anteriormente. El programa referido puede consultarse en el apéndice C.8.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Cavidad de cuatro espejos vacía

La simulación de una cavidad de espejos vacía fue realizada basándose en el esquema de la cavidad de espejos mostrado en la 3.1, fue considerada una inclinación de los espejos cóncavos de la cavidad $\theta_1 = \theta_2 = -8°$ respecto a la vertical, una longitud de onda del haz confinado de 800 nm, un índice de refracción del medio entre los espejos $n_{index} = 1$ y un radio de curvatura de $R_{1,2} = R = 0.1$ m (10 cm) para ambos espejos cóncavos en la cavidad.

Para generar el mapa de estabilidad de la cavidad vacía de cuatro espejos, el parámetro de estabilidad combinado discutido en la 3.2 fue calculado para cada variación de las dimensiones de la cavidad generando así el mapa de estabilidad, la distancia entre espejos cóncavos considerada (L_e) fue variada en el intervalo $0.00 - 0.40$ m con un paso de 0.002m, mientras que el largo de los brazos (L_b) de la cavidad fue considerado en el intervalo 0.00-0.5 m con pasos de 0.002 m.

La modelación de una cavidad lineal de cuatro espejos vacía y con astigmatismo arrojó como resultado el mapa de estabilidad de la cavidad para un haz gaussiano auto-replicable dentro de una cavidad de espejos geométricamente estable mostrado en la figura 4.1 obtenido mediante la evaluación de la condición de estabilidad de la cavidad expresada en la ecuación (3.2).

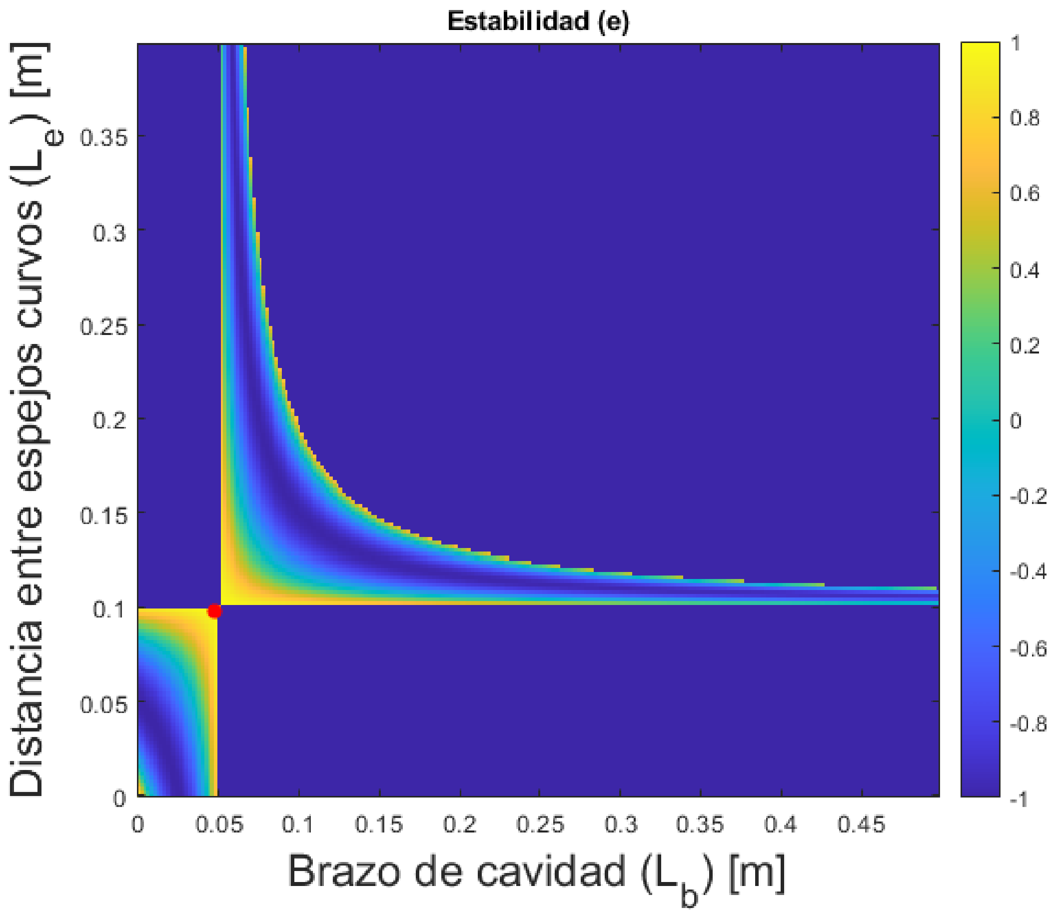


Figura 4.1: Mapa de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos vacía, en rojo se resalta el punto de operación de la cavidad simulada.

En el mapa de estabilidad presentado en la figura 4.1 y mapas de estabilidad para las distintas cavidades simuladas, la escala de colores representando el parámetro de estabilidad para cada configuración del la cavidad simulada, se encuentra en el intervalo $[-1, 1]$, rango del parámetro de estabilidad para el que la cavidad láser es una cavidad geométricamente estable.

El mapa de estabilidad presentado en 4.1 muestra el comportamiento hiperbólico de la estabilidad de la cavidad en la relación entre la distancia entre espejos cóncavos y el largo de los brazos de la cavidad, reduciéndose la estabilidad de la cavidad para mayores longitudes de brazo, además puede observarse una brecha central en la región de estabilidad separando dos lóbulos principales que tienden a disminuir al incrementar el tamaño de brazo de la cavidad simulada.

Una vez obtenido el mapa de estabilidad de la cavidad vacía, se procedió a seleccionar un punto sobre el mismo para poder corroborar la estabilidad de la cavidad mediante la propagación de un haz a 800 nm dentro de la cavidad con dimensiones determinadas a elección.

Cada variación en las dimensiones de la cavidad puede ser correlacionada con coordenadas en el mapa, de donde el factor q obtenido durante el cálculo de la estabilidad de la cavidad en un viaje redondo completo, obtenido mediante la ecuación (3.5) se asocia a dimensiones de cavidad específicas.

Una vez elegido el punto estable en el mapa, la cavidad que representa dicho punto tiene coordenadas $L_e = 0.098$ m y $L_b = 0.048$ m, y se realiza la propagación del haz haz dentro de la cavidad a partir del parámetro q inicial obtenido por el cálculo de la estabilidad de la cavidad. Una vez identificado el parámetro q inicial correspondiente, se puede calcular el tamaño o cintura del haz a lo largo de la cavidad para los planos sagital y tangencial por medio de la evolución del parámetro de estabilidad por la interacción del haz con los elementos de la cavidad mediante la ecuación (3.5), así como el radio de curvatura del frente de onda, respectivamente obtenidos con las ecuaciones (3.4) y (3.3), mostrados en las figuras 4.2 y 4.3, recordando que la cintura de un haz gaussiano es sólo la mitad del ancho transversal del haz.

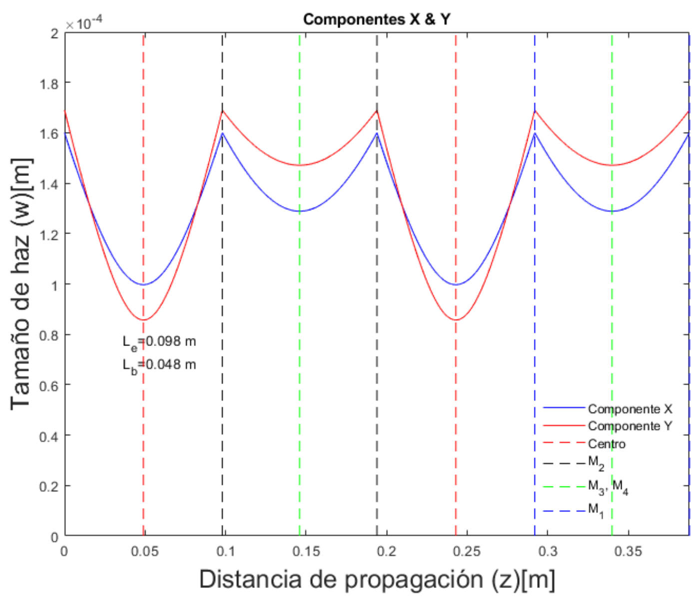
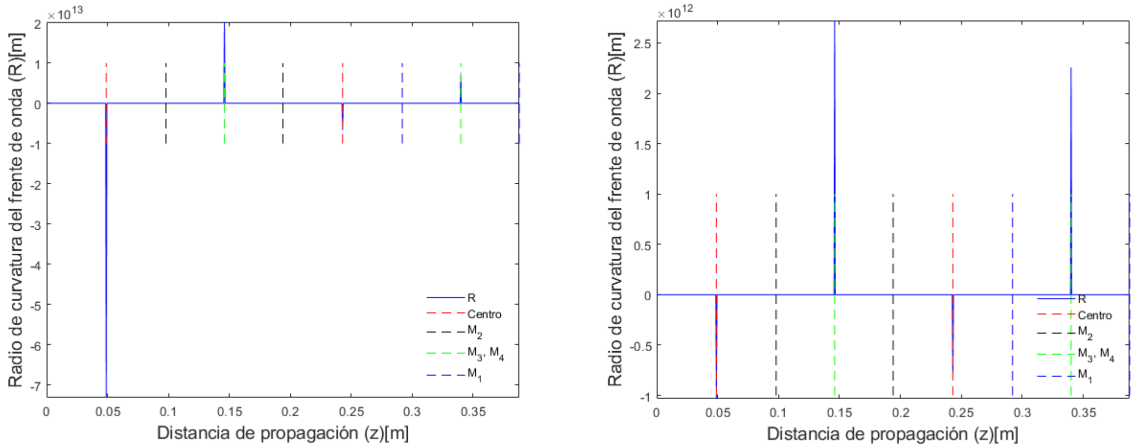


Figura 4.2: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente en el viaje redondo completo para una cavidad lineal vacía de cuatro espejos, en donde el centro entre los espejos curvos de la cavidad es señalado por la línea vertical punteada roja.



(a) (b)

Figura 4.3: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.3a) y tangencial(4.3b) para haz confinado en cavidad lineal vacía de cuatro espejos, en donde el centro entre los espejos curvos es señalado por la línea vertical punteada roja.

En las figuras 4.2 y 4.3 además se muestran las posiciones de los elementos intracavidad en la propagación del haz dentro de la misma, se observa como se esperaría en espacio libre, que el ancho de haz es simétrico en el viaje ida y vuelta entre cada par de espejos dentro de la cavidad, enfocándose en puntos como el centro de entre los espejos cóncavos de la cavidad y sobre los espejos planos de los brazos, puntos donde el radio de curvatura del frente de onda se dispara y la cintura del haz confinado es mínima.

De las figuras 4.2 y 4.3 puede observarse que el haz dentro de la cavidad es reproducible después de un viaje redondo completo, en donde cada máximo del tamaño de haz representa la incidencia sobre alguno de los espejos cóncavos de la cavidad construida, así el haz viaja dos veces entre los espejos cóncavos (lóbulos mayores en 4.2) y da un viaje entre espejos planos en brazos de la cavidad y los espejos cóncavos (lóbulos menores en 4.2), en su propagación, el haz logra enfocarse múltiples veces, donde el radio de curvatura del frente de onda del haz diverge (ver figura 4.3), correspondiente al radio de curvatura de onda plana.

4.2. Cavidad de cuatro espejos con cristal simple

En el modelo computacional simulando una cavidad de cuatro espejos con un cristal simple cortado en ángulo de Brewster, fue considerado el diseño de cavidad mostrado en la figura 3.2, donde se tomó en cuenta el mismo radio de curvatura e inclinación de espejos cóncavos y planos dentro de la cavidad simple, tomando como base la cavidad lineal simple simulada, adicionalmente fue tomado un índice de refracción lineal del cristal a 800nm de $n_{c0} = 1.76$ y una longitud de cristal $t = 0.004$ m (4 mm) considerando un número de subdivisiones $N_c = 16$, dejando fijo el brazo de la cavidad en $L_b = 0.5$ m. La distancia entre espejos cóncavo (L_e) y posición de la cara frontal del cristal (L_1) fueron variados en los rangos 0.1 a .115 m con un paso de 0.0002 m y 0.00 a 0.14m con un paso de 0.001 m respectivamente.

El mapa de estabilidad de la cavidad lineal de cuatro espejos con cristal simple simulada es mostrado en la figura 4.4.

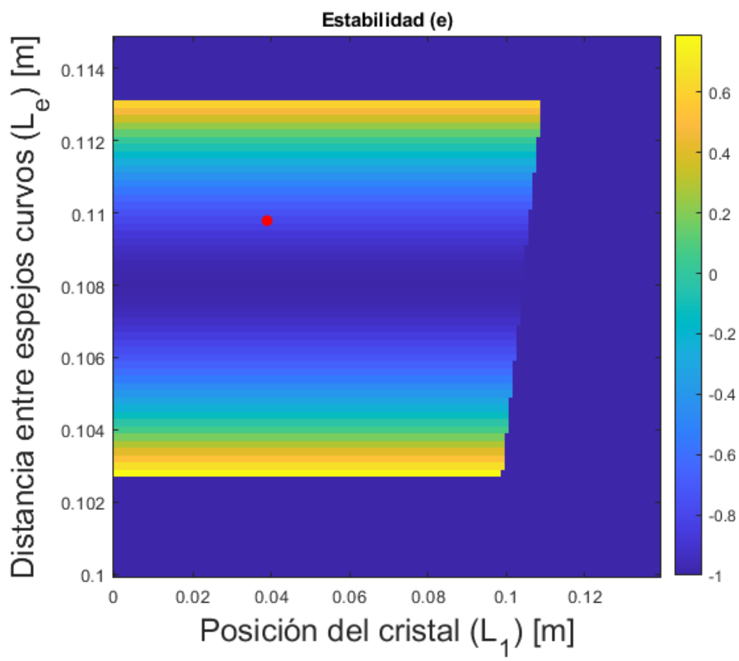


Figura 4.4: Mapa de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal simple, en rojo se resalta el punto de operación de la cavidad simulada.

El mapa de estabilidad mostrado en a figura 4.4 presenta una morfología simple de dos bandas paralelas que en donde las variaciones de estabilidad de la cavidad están dadas en dirección vertical dependiendo de la distancia entre espejos cóncavos, las bandas se ven interrumpidas horizontalmente por la condición introducida al programa de no permitir una distancia L_2 negativa, recordando que la distancia L_2 es la distancia entre el cristal simple y el espejo M_2 variada indirectamente por la relación $L_2 = L_e - L_1 - t$.

El punto seleccionado sobre el mapa de estabilidad corresponde a una cavidad con una distancia entre espejos $L_e = 0.105$ m y una posición de la cara frontal del cristal $L_1 = 0.04$ m.

La propagación del haz dentro de la cavidad simulada a partir del parámetro q obtenido por el cálculo de la estabilidad de la cavidad dio como resultado la obtención del tamaño o cintura del haz a lo largo de la cavidad para los planos sagital y tangencial, así como el radio de curvatura del frente de onda mostrados en las figuras 4.5 y 4.6.

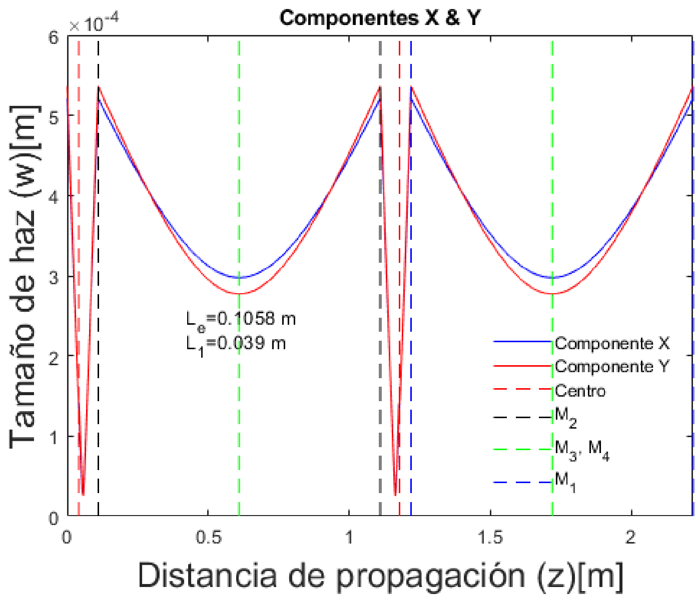
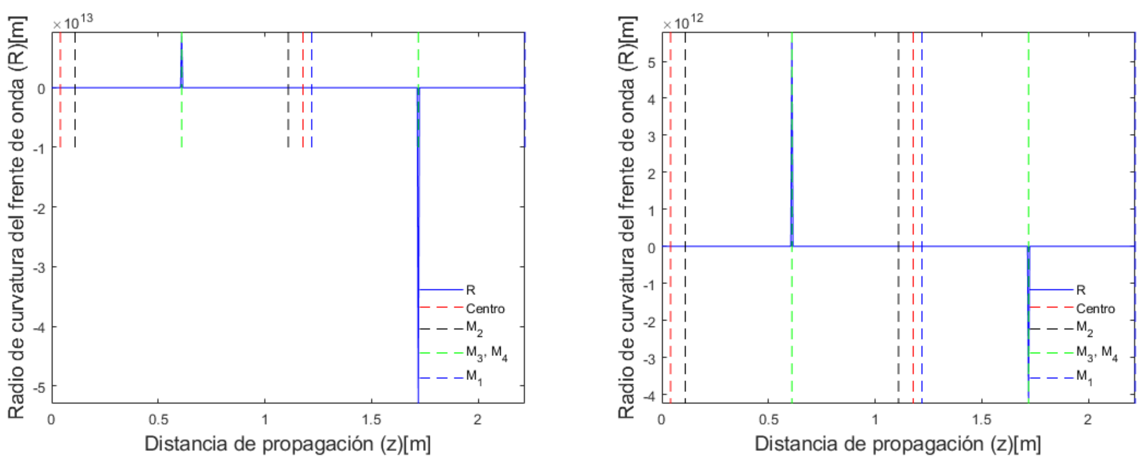


Figura 4.5: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente en el viaje redondo completo para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal simple, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.



(a) (b)

Figura 4.6: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.6a) y tangencial(4.6b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal simple, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.

En las figuras 4.5 y 4.6 se muestran además las posiciones de los elementos ópticos dentro de la cavidad.

De las figuras 4.5 y 4.6 puede observarse que el haz dentro de la cavidad es reproducible después de un viaje redondo completo, en donde cada máximo del tamaño de haz confinado representa la incidencia sobre alguno de los espejos cóncavos de la cavidad construida y la cintura mínima de los lóbulos de menor dimensión representa la incidencia sobre los espejos de los brazos en la cavidad, así el haz viaja dos veces entre los espejos cóncavos (lóbulos mayores en 4.5) cruzando el cristal simple y da un viaje entre espejos planos en brazos de la cavidad y los espejos cóncavos (lóbulos menores en 4.5).

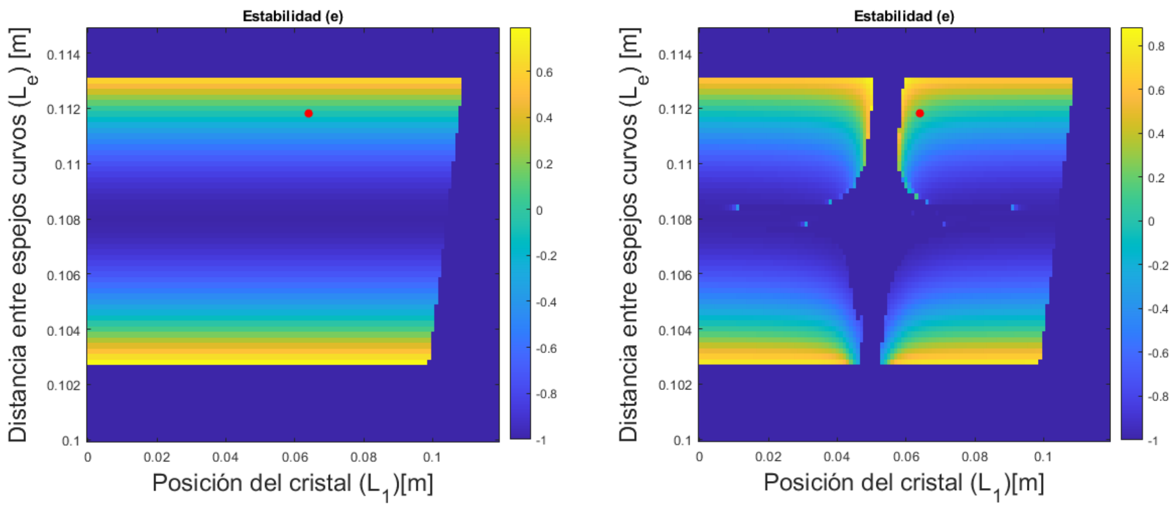
4.3. Cavidad de cuatro espejos con efecto Kerr

El modelo computacional con el cual se simuló una cavidad lineal de cuatro espejos con un cristal no-lineal cortado en ángulo de Brewster consideró, además de lo anteriormente mencionado para cavidades simples, la no-linealidad del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ modelado y su índice de refracción no lineal; $n_2 = 3x10^{-20}\ \frac{m^2}{W}$, manteniendo el largo del cristal en 4 mm y 16 subdivisiones del cristal, así como las dimensiones del brazo de cavidad ($0.5m$).

La distancia entre espejos cóncavos fue variada dentro del intervalo 0.1 a 0.115 m con un paso de 0.0002 m, mientras que la posición de la cara frontal del cristal no-lineal fue variada en el intervalo 0.00 a 0.12 m con un paso de 0.001 m, escalando la potencia del haz de emisión en 10 pasos desde los 0W y hasta la mitad de la potencia crítica para el cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$, donde la potencia crítica para el cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 800 nm es aproximadamente $P_{cr} = 1.829$ MW.

En la simulación, la operación a 0 W representa la condición de estabilidad para la cual el haz láser de emisión continua (CW) es estable dentro de la cavidad láser, donde el efecto de lente Kerr es despreciable, mientras que la operación a potencias proporcionales a la potencia crítica representa la condición de estabilidad para una potencia láser de emisión intracavidad para la cual el efecto Kerr se manifiesta con intensidad considerable; la operación estable para potencias altas, para el modelo numérico construido, representa la condición del modo pulsado por amarre de modos (ML).

El mapa de estabilidad generado al variar las dimensiones de la cavidad de cuatro espejos con un cristal no-lineal es mostrado en la figura 4.7 para las potencias de operación 0 W y $0.5P_{cr}$.



(a) (b)

Figura 4.7: Mapas de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos con un cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 0 W (4.7a) y $0.5P_{cr}$ (4.7b) en el haz de emisión, en rojo se resalta el punto de operación de la cavidad simulada.

De la figura 4.7 puede apreciarse que para el caso una potencia de haz de emisión a 0 W se recobra el mapa de estabilidad presentado para una cavidad con cristal simple mostrado en la figura 4.4, mientras que el mapa de estabilidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$ ve fragmentadas las bandas horizontales en la región donde se alcanza una posición aproximadamente centrada dentro de la cavidad de la cara frontal del cristal no-lineal.

Una vez seleccionado el punto en el mapa para seleccionar las dimensiones de la cavidad a probar, fueron seleccionadas las coordenadas en el mapa correspondientes a las dimensiones de cavidad con una distancia entre espejos cóncavos de $L_e = 0.1118$ m y una posición de la cara frontal del cristal $L_1 = 0.064$ m.

A partir del factor q obtenido para el punto en el mapa seleccionado fue propagado el haz gaussiano con longitud de onda de 800nm dentro de la cavidad para las potencias 0 W y $0.5P_{cr}$ para los planos sagital y tangencial, obteniendo la cintura de haz y radio de curvatura del frente de onda para las condiciones anteriormente mencionadas mostradas en las figuras 4.8 -4.11.

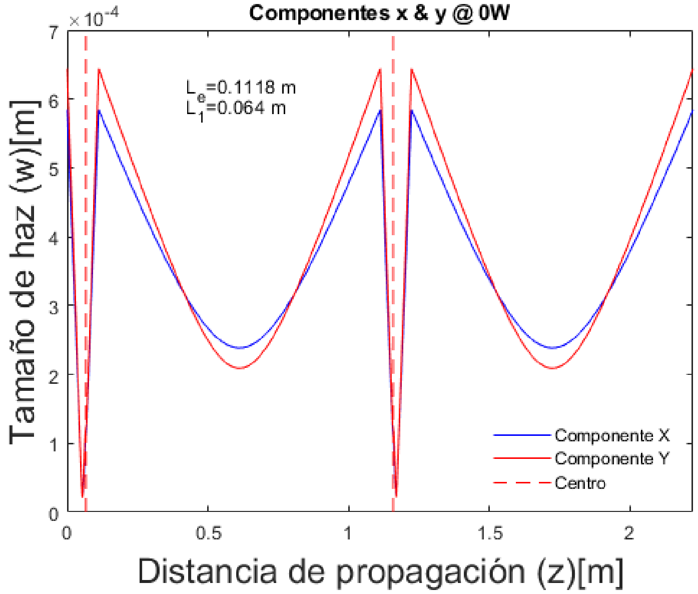
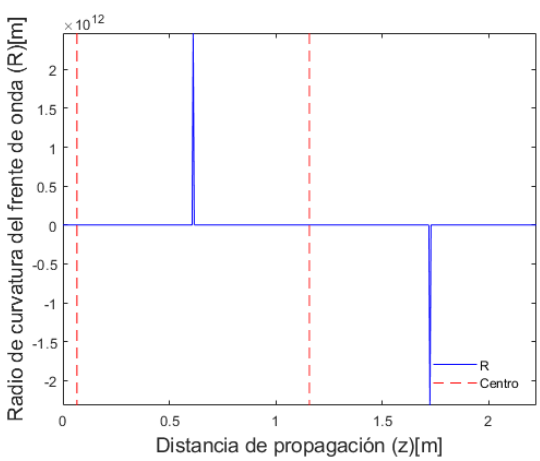
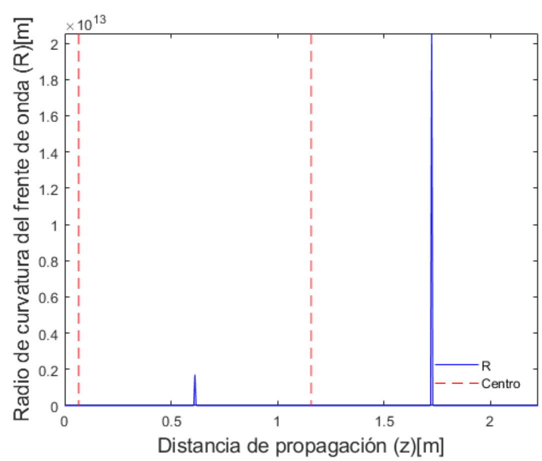


Figura 4.8: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal operando a 0 W, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.



(a)



(b)

Figura 4.9: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.6a) y tangencial(4.6b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal a 0 W, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.

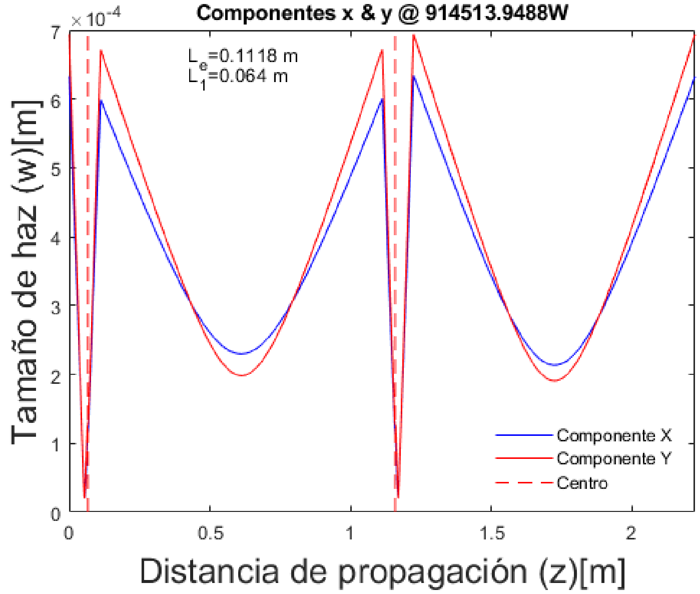


Figura 4.10: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0.5P_{cr}$, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.

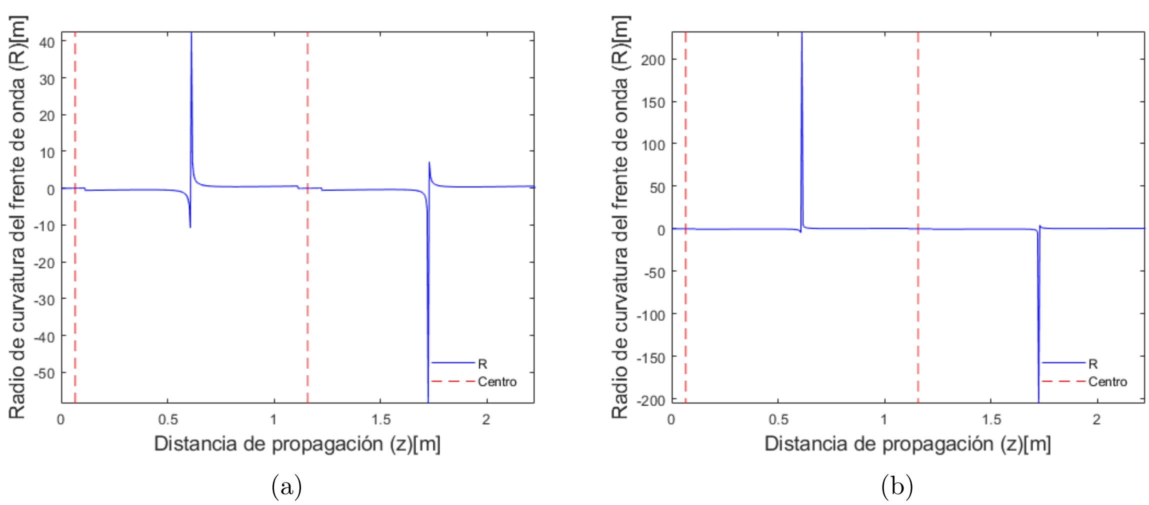


Figura 4.11: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.6a) y tangencial(4.6b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal operada a $0.5P_{cr}$, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.

Además, dado el interés de comparar el tamaño de haz a lo largo de la cavidad con potencias de haz a 0 W y a la mitad de la potencia crítica se presenta el tamaño de haz para los planos sagital y tangencial operando a 0 W y $0.5P_{cr}$ en las figuras 4.12a y 4.12b.

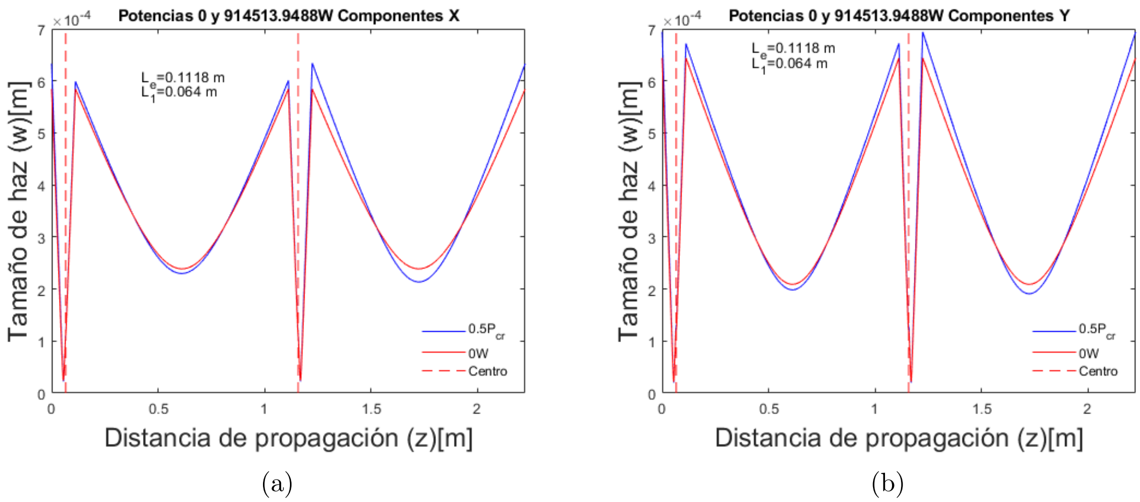


Figura 4.12: Cintura de haz de las componentes X & Y en el plano tangencial y sagital, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0W y $0.5P_{cr}$, en donde la posición del centro del cristal $(L_1 + \frac{t}{2})$ se señala con las líneas punteadas rojas.

En las figuras 4.11 y 4.9 puede notarse que el radio de curvatura del frente de onda sufre grandes incrementos en el viaje entre los brazos de la cavidad y los espejos cóncavos, significando el enfoque del haz entre cada viaje redondo en los brazos, mientras que en la figura 4.11 puede apreciarse además que existe una distorsión en el radio de curvatura entorno a la posición del cristal no-lineal en la cavidad simulada.

De las figuras 4.12a y 4.12b puede observarse que el haz dentro de la cavidad es reproducible después de un viaje redondo completo por la cavidad, en donde cada máxima cintura del haz confinado representa la incidencia sobre alguno de los espejos cóncavos de la cavidad construida partiendo desde M_1 y la cintura mínima de los lóbulos de menor dimensión representa la incidencia sobre los espejos planos de los brazos en la cavidad, así el haz viaja dos veces entre los espejos cóncavos (lóbulos de mayor amplitud en 4.12a y 4.12b) cruzando el cristal no-lineal fuertemente enfocado, y da un viaje completo entre espejos planos en brazos de la cavidad y los espejos cóncavos (lóbulos de menor amplitud en 4.12).

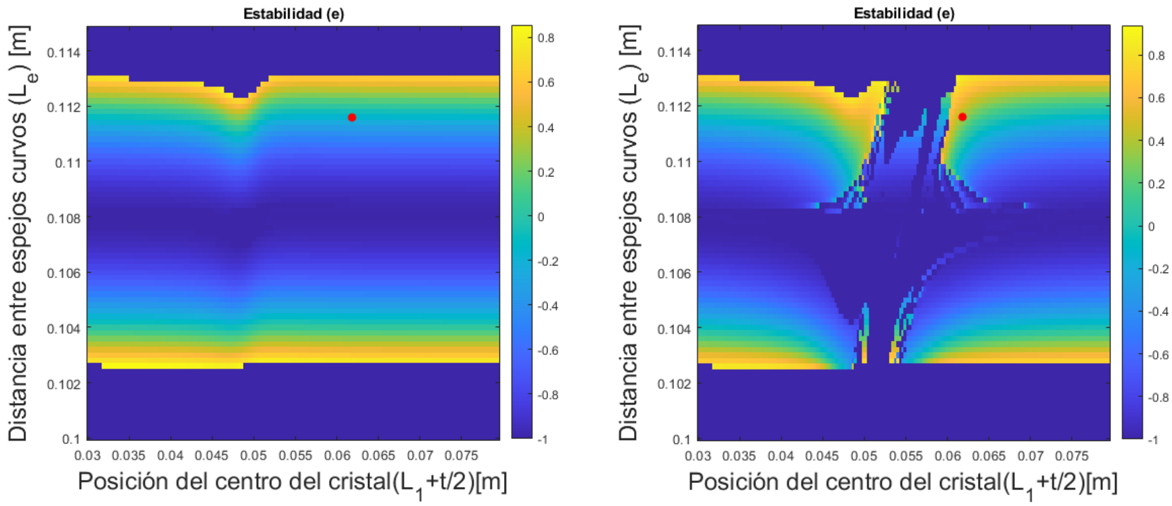
Para éste punto, la relevancia de tener conocimiento del ancho del haz láser estable a lo largo del viaje redondo completo en la cavidad para los planos sagital y tangencial representa la capacidad de implementar dispositivos intracavidad que favorezcan las pérdidas del modo continuo (CW) y así propiciar el amarre de modos por apertura rígida. Adicionalmente, proporciona información del acople volumétrico de los haces de bombeo y emisión dentro del medio activo, propiciando el amarre de modos por apertura suave y permitiendo el cálculo de parámetros del acople de haces, ganancia, y poder focal dentro del medio activo.

4.4. Cavidad de cuatro espejos con efecto de lente térmica

El modelo computacional construido para una cavidad láser lineal de cuatro espejos que considerara el efecto de lente térmica en el medio activo de la cavidad fue basado en el esquema del sistema láser mostrado en la figura 3.3 y el esquema del sistema de bombeo propuesto en la figura 3.4.

Para el modelo computacional fueron consideradas las condiciones de operación y bombeo siguientes: una longitud de onda de bombeo λ_b=447 nm, una potencia para el haz de bombeo de $6W$, el valor del coeficiente de absorción estimado como se discutió en el capítulo anterior en el apartado 3.5.1 $\alpha_{Abs} = 1.7893\ \frac{1}{cm}$ a 447 nm, un ángulo de inclinación de la lente de bombeo $\theta_{1b} = 0°$, un ángulo de inclinación de el espejo de entrada M_1 de $\theta_{2b} = -8°$, un radio de curvatura para el lado convexo de la lente de bombeo plano-convexa $R_{1b} = -0.0515$ m, además del radio de curvatura de la parte posterior del espejo de entrada M_1 considerado para el sistema de bombeo como una lente plano-cóncava con radio de curvatura $R_{2b} = -R_1 = -0.1$ m, la posición relativa de la lente de bombeo a la cintura inicial del haz de bombeo $F = 0.1$ m, la distancia entre la lente de bombeo y la parte posterior del espejo de entrada (M_1) $G = 0.06$ m, considerando además el índice de refracción del vidrio componente de la lente de bombeo y la parte posterior del espejo M_1 como vidrio BK7 con $n = 1.5256$, una cintura inicial para el haz de bombeo en los planos sagital y tangencial $w_0 = w_{0x,y} = 1$ mm, y adicionalmente las propiedades físicas y ópticas consideradas para el cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ que pueden consultarse en la tabla A.1 en el apéndice A.

Las dimensiones de la cavidad fueron variadas en el rango 0.1-0.115 m para la distancia entre espejos cóncavos (L_e) en pasos de 0.0002 m y la distancia entre el centro del cristal no-lineal y el espejo de entrada (M_1) en el rango de los 0.03-0.08 m en pasos de 0.0003 m, manteniendo el largo de brazo de la cavidad (L_b) en 0.5 m. El mapa de estabilidad generado al variar ambos parámetros de la cavidad se muestra en la figura 4.13.



(a) (b)

Figura 4.13: Mapas de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos con un cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 0W (4.13a) y $0.5P_{cr}$ (4.13b) en el haz de emisión y considerando efecto de lente térmica, en rojo se resalta el punto de operación de la cavidad simulada.

De la figura 4.13 puede apreciarse que el par de bandas paralelas observadas en el mapa de estabilidad de la figura 4.7 para la cavidad contando únicamente con el efecto Kerr se tornan en un número mayor de islas de estabilidad pequeñas cercanas a la brecha del mapa de estabilidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$, además de cambios ligeros sobre los lóbulos principales del mapa de estabilidad cercanos a la brecha central del mapa de estabilidad de la cavidad operando a $0.5P_{cr}$.

Fue también de interés estudiar las distribuciones de valores de poder focal,parámetro obtenido mediante la ecuación (2.85) que cuantifica el enfoque provocado por el medio activo y medido en dioptrías, diferencia de áreas transversales y volúmenes entre los haces de emisión y de bombeo generados por cada punto en el mapa de estabilidad de la cavidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$, de dichos parámetros fue posible visualizar las regiones sobre el mapa de estabilidad donde estos tres parámetros presentan sus mayores cambios y así guiar la selección de coordenadas en el mapa de estabilidad para el puntos en el mapa con parámetros óptimos. En las figuras 4.14a a 4.14c se muestra al mapeo de los parámetros de cavidad anteriormente mencionados.

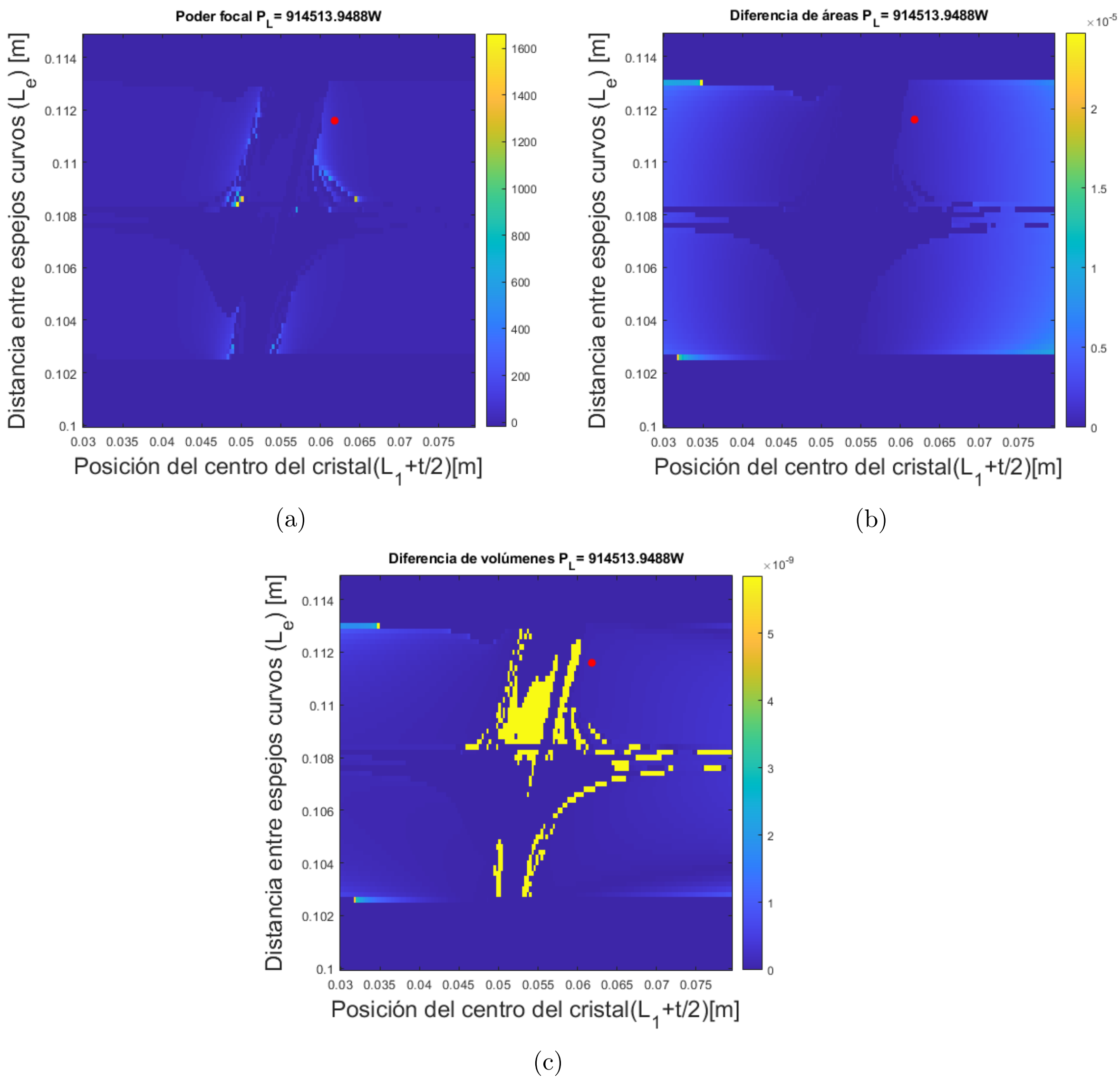


Figura 4.14: Mapeo del poder focal (4.14a), diferencia de volúmenes (4.14c) y áreas transversales entre los haces de bombeo y de emisión (4.14b), cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal operada a $0.5P_{cr}$ considerando el efecto de lente térmica, en rojo se resalta el punto de operación de la cavidad simulada.

Una vez obtenido los mapas de estabilidad y la distribución de los parámetros de poder focal y traslape de haces, fue seleccionado un punto en el mapa de estabilidad mostrado en la figura 4.13 correspondiente a una cavidad con distancia entre espejos cóncavos $L_e = 0.1116$ m y una posición de la cara frontal del cristal no lineal de $L_1 = 0.0598$ m.

Fue propagado el haz de emisión dentro de la cavidad para observar el tamaño de haz a lo largo de su propagación, además del radio de curvatura del frente de onda a lo largo de una propagación completa por la cavidad.

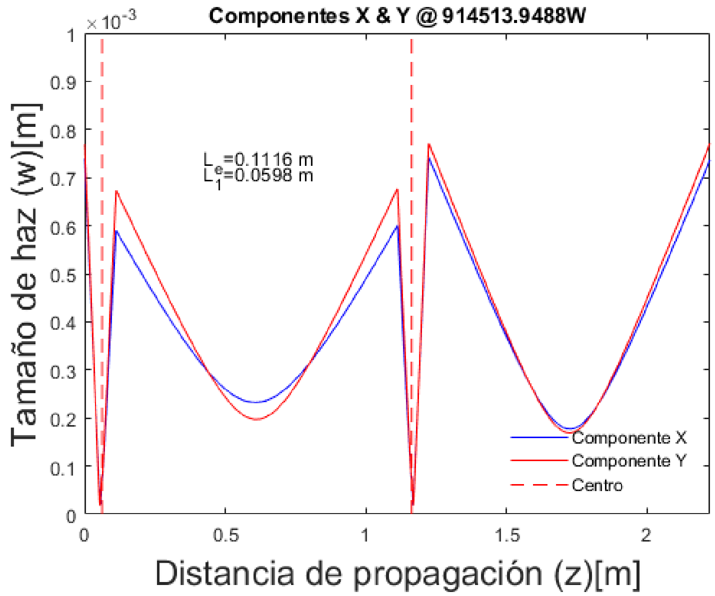
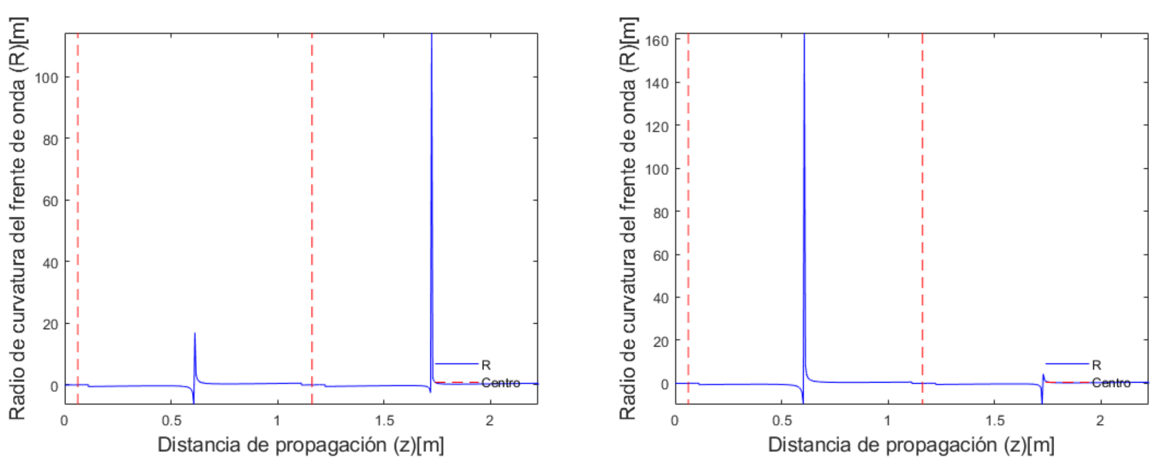


Figura 4.15: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0.5P_{cr}$, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.



(a) (b)

Figura 4.16: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.16a) y tangencial(4.16b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a $0.5P_{cr}$, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

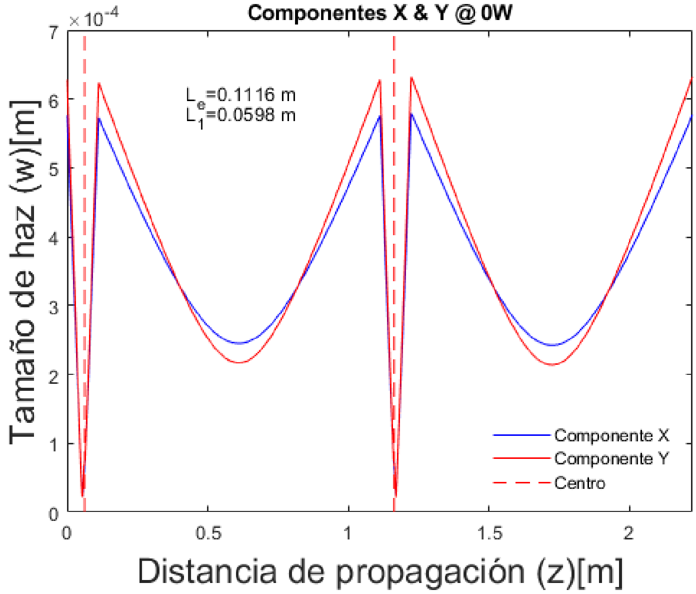
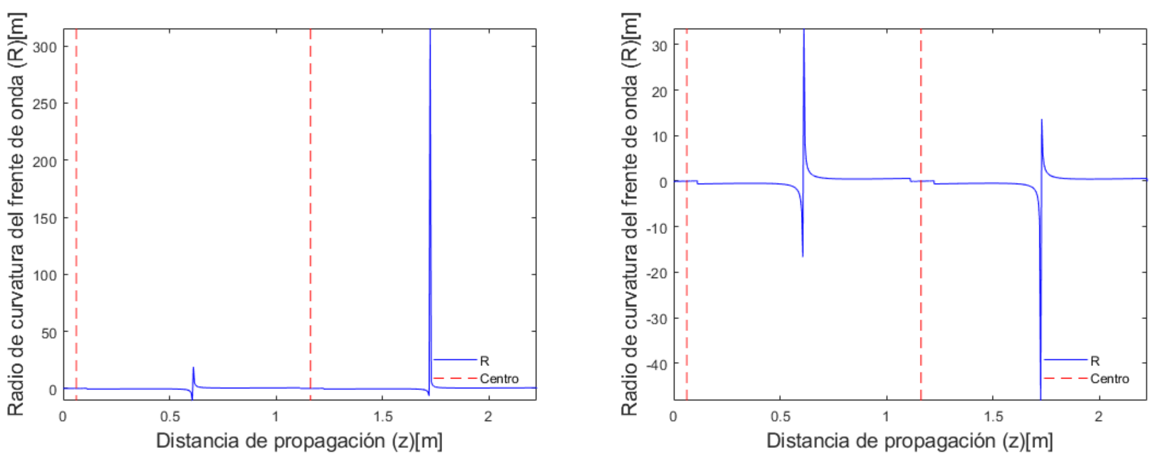


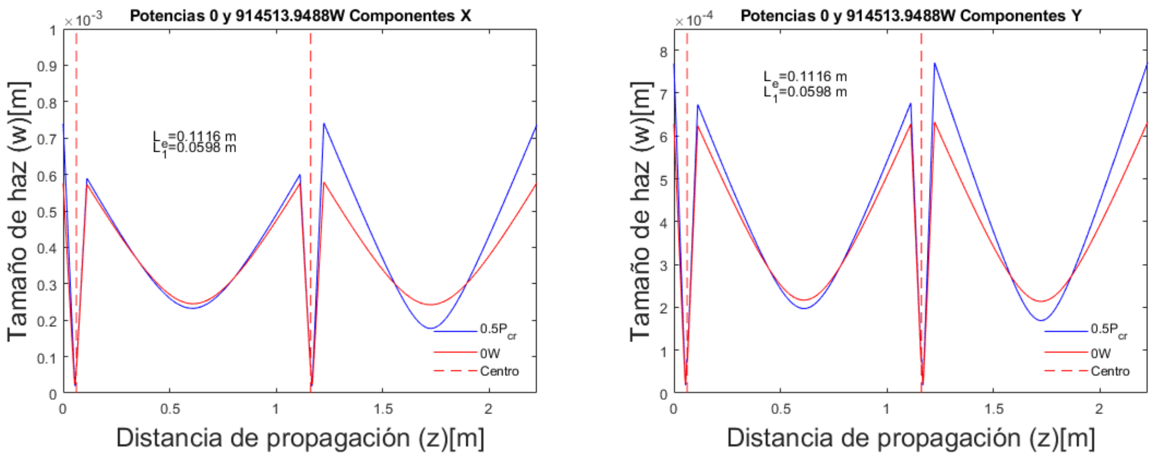
Figura 4.17: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0 W, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.



(a) (b)

Figura 4.18: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.18a) y tangencial(4.18b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a 0 W, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

Para comparar el tamaño de haces a lo largo de la cavidad para la potencia 0 W y la máxima potencia de operación simulada, fueron graficados en conjunto los haces a 0 W y $0.5P_{cr}$ para los planos sagital y tangencial mostrados en las figuras 4.19a y 4.19b.



(a) (b)

Figura 4.19: Cintura de haz de las componentes X y Y en el plano sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0W y $0.5P_{cr}$, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

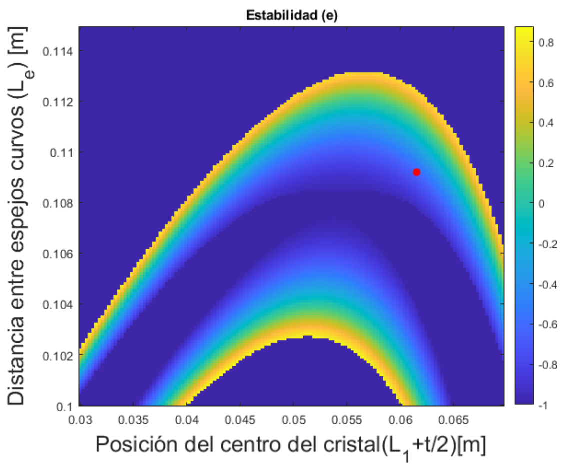
De las figuras 4.19a y 4.19b puede apreciarse que el haz dentro de la cavidad se replica después de un viaje redondo completo, cada máximo local en la cintura del haz representa la incidencia sobre un espejo cóncavo y la cintura mínima en los lóbulos de mayor extensión horizontal representa a la incidencia sobre los espejos planos en los brazos de la cavidad, puede observarse además que la mínima cintura alcanzada en el viaje redondo completo es lograda en posiciones cercanas a la posición del cristal no-lineal siendo fuertemente enfocado.

4.5. Cavidad con distribución de bombeo constante

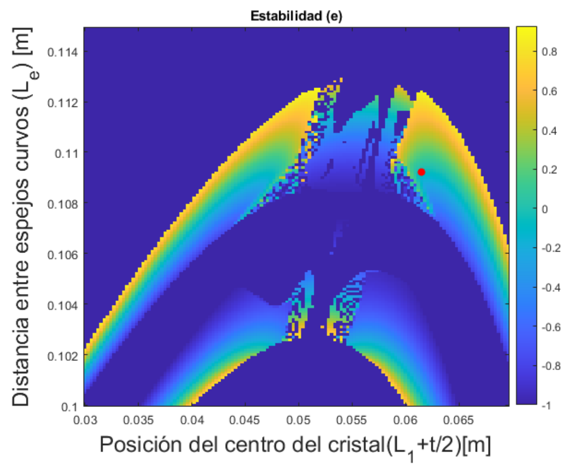
Manteniendo la configuración de la cavidad láser modelada hasta una cavidad lineal de cuatro espejos incluyendo un cristal no-lineal y el efecto de lente térmica, fue modelada una distribución constante del haz de bombeo dentro del medio activo de la cavidad láser al tomar la distribución de bombeo generada dentro del cristal con la configuración de $L_1 = B = 0.051\ \mathrm{m} - \frac{t}{2} = 0.049$ m distancia entre la cara frontal del cristal no-lineal y el espejo de entrada M_1, $F = 0.2415$ m distancia relativa entre la cintura inicial del haz de bombeo y la lente de enfoque, y $G = 0.0585$ m distancia entre la lente de bombeo y la parte posterior del espejo M_1, estas dos últimas dimensiones seleccionadas para asegurar el enfoque del haz de bombeo en la posición de la mitad del cristal en la distancia de enfoque dentro de la cavidad sin cristal no-lineal. Así, la distribución de bombeo suministrada al cristal no-lineal fue constante para cada variación de parámetros de la cavidad al calcular la estabilidad de la cavidad.

La distancia entre espejos cóncavos de la cavidad fue variada en el rango de los 0.1 a .115 m con un paso de 0.0001 m mientras que la posición de la mitad del cristal fue variada desde los 0.03 a 0.07 m con un paso de 0.0003 m, manteniendo todas las características de la cavidad anteriormente modelada para el caso de una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica en lo que respecta a constantes relativas al cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$, parámetros definidos para los elementos de la cavidad y condiciones iniciales del haz de bombeo.

El mapa de estabilidad generado al variar ambos parámetros de la cavidad se muestra en la figura 4.20.



(a)



(b)

Figura 4.20: Mapas de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos con un cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 0W (4.20a) y $0.5P_{cr}$ (4.20b) en el haz de emisión y considerando efecto de lente térmica con distribución de bombeo constante al interior del medio activo, el punto de operación de la cavidad elegido se resalta en rojo.

La morfología de los mapas de estabilidad de la cavidad láser simulada para las potencias de operación 0 W y $0.5P_{cr}$ mostrados en la figura 4.20 presenta un cambio importante respecto al bombeo fijo espacialmente inicialmente analizado, al tornar al par de bandas observadas en los mapas de estabilidad de la cavidad en un par de arcos que se ven fragmentados para la potencia de operación máxima simulada, la fragmentación del mapa de estabilidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$ ocurre poco después de la posición del centro del cristal que se aproxima a la mitad de la distancia entre espejos cóncavos considerando que la variación de la distancia entre espejos curvos cambia mínimamente en 0.015 m (1.5 cm), mientras que las zonas afectadas por el efecto térmico en los detalles del mapa de estabilidad continúan situándose mayormente cercanas de la brecha central del mapa de estabilidad.

Las distribuciones de valores de poder focal, diferencia de áreas transversales, diferencia de volúmenes entre los haces de emisión y de bombeo, así como el parámetro de ganancia generados por cada punto en el mapa de estabilidad de la cavidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$ se muestran en las figuras 4.21a a 4.21d.

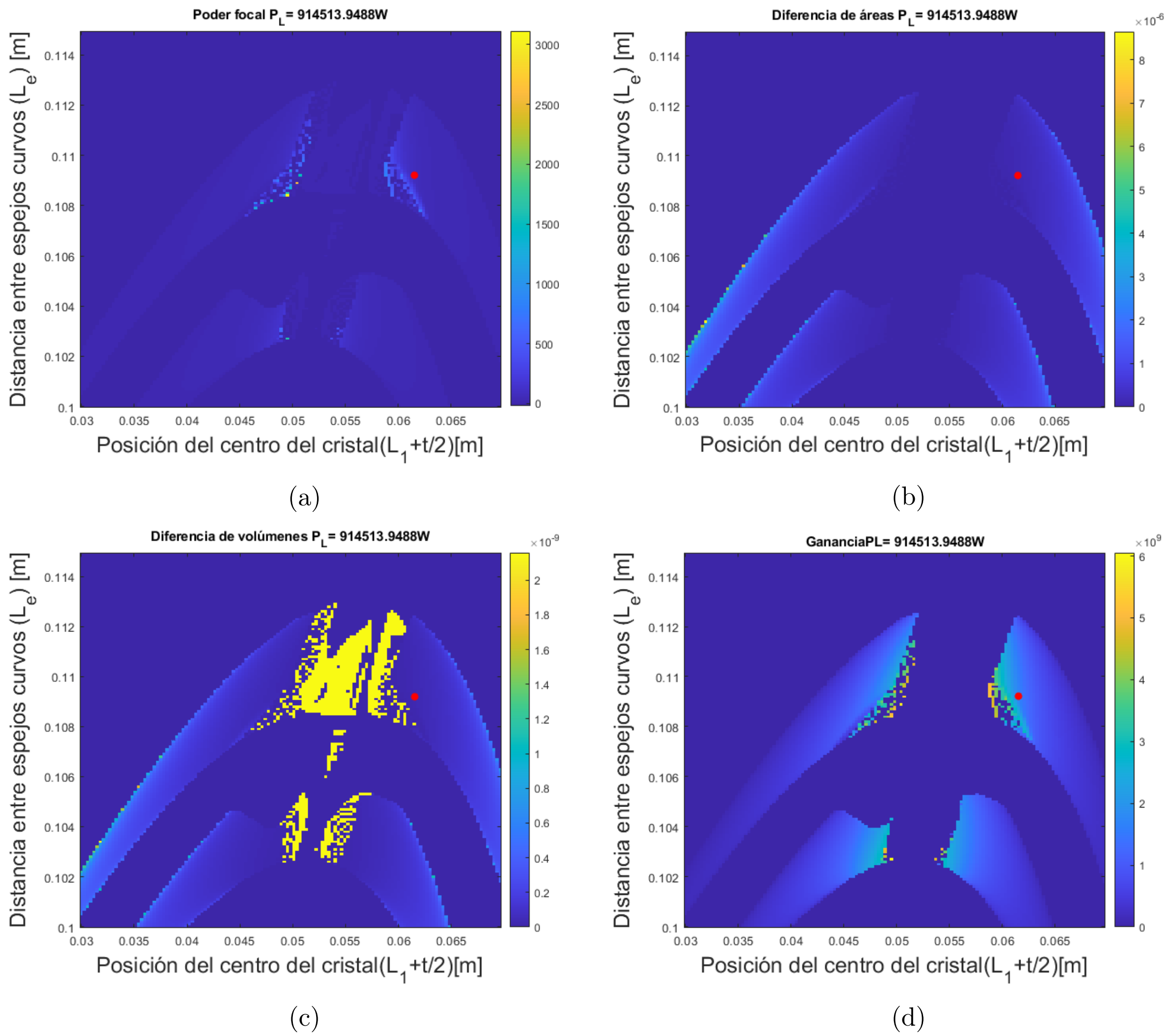


Figura 4.21: Mapeo del parámetro de ganancia (4.21d), poder focal (4.21a), diferencias de volúmenes (4.21c) y áreas transversales entre los haces de bombeo y de emisión (4.21b). Cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal operada a $0.5P_{cr}$ considerando el efecto de lente térmica y distribución de bombeo constante al interior del medio activo, el punto de operación de la cavidad elegido se resalta en rojo.

Una vez obtenidos los mapas de estabilidad y la distribución de los parámetros de poder focal y traslape de haces, fue seleccionado un punto en el mapa de estabilidad mostrado en la figura 4.20 correspondiente a una cavidad con distancia entre espejos cóncavos $L_e = 0.1092$ m y una posición de la cara frontal del cristal no lineal de $L_1 = 0.0595$ m, punto en el que se tiene un poder focal elevado según la figura 4.21a, y se tiene un buen traslape de haces dentro del medio activo de acuerdo con las figuras 4.21b y 4.21c.

El tamaño haz de bombeo artificialmente estático dentro del cristal puede observarse en la figura 4.22, para el plano sagital, en donde puede apreciarse que el haz de bombeo logra enfocarse dentro del medio activo a la mitad de la longitud del mismo, recordando que ésta distribución es artificial al posicionar a la mitad del cristal a la distancia de enfoque del sistema de bombeo y mantener fija artificialmente la distribución de bombeo sin importar el desplazamiento del cristal no-lineal.

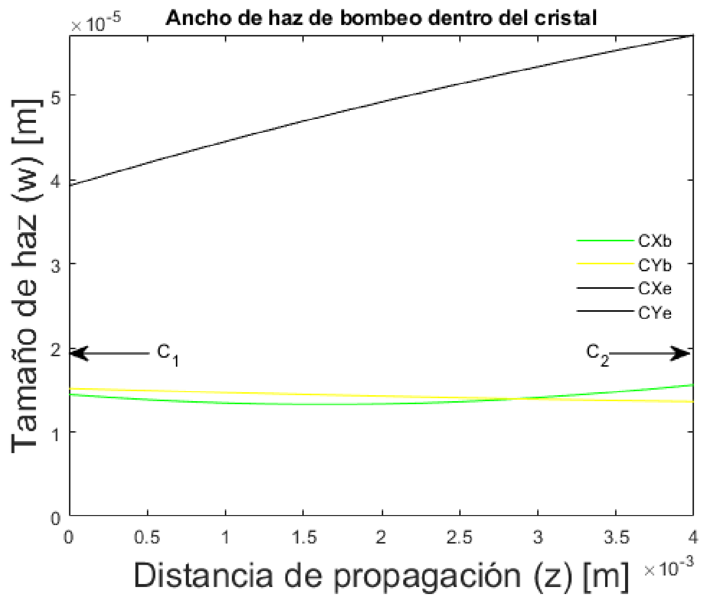


Figura 4.22: Cintura del haz de bombeo dentro del medio activo en el plano sagital. Tamaño del haz de bombeo en planos sagital y tangencial, CX_b y CY_b respectivamente y tamaño del haz de emisión en los planos sagital y tangencial, CX_e y CY_e respectivamente, las posiciones de las caras frontal y posteriores del medio activo se señalan con C_1, C_2

De forma similar, fue propagado el haz de emisión dentro de la cavidad para observar el tamaño de haz de emisión a lo largo de su propagación además del radio de curvatura del frente de onda a lo largo de una propagación completa por la cavidad.

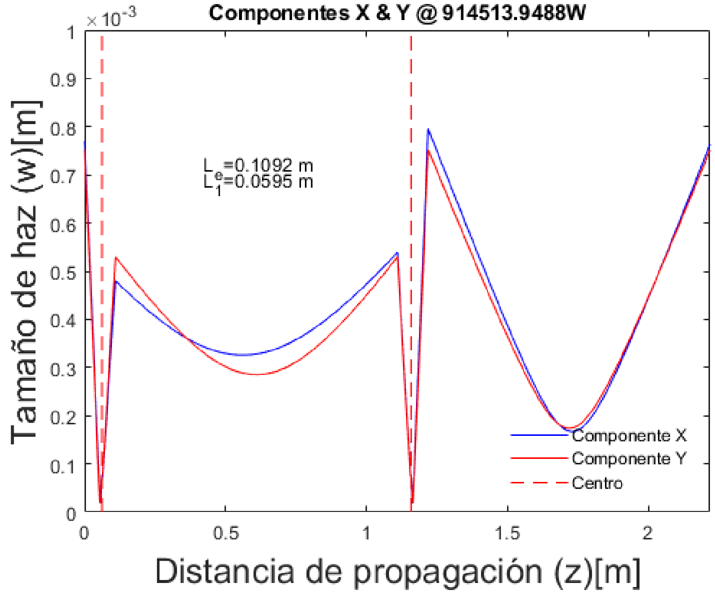
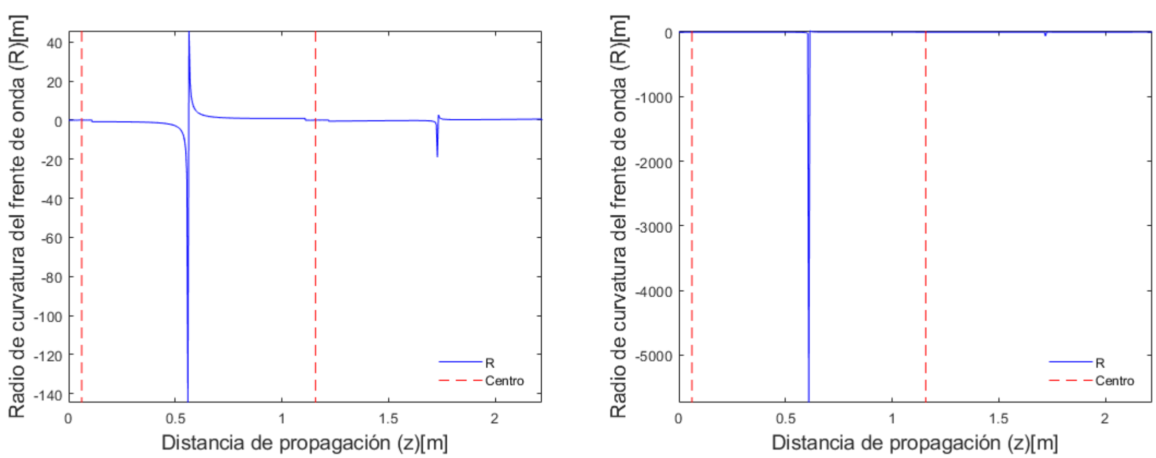


Figura 4.23: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0.5P_{cr}$ considerando una distribución de bombeo fija dentro del medio activo, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.



(a) (b)

Figura 4.24: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.24a) y tangencial(4.24b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a $0.5P_{cr}$ considerando una distribución de bombeo fija dentro del medio activo, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

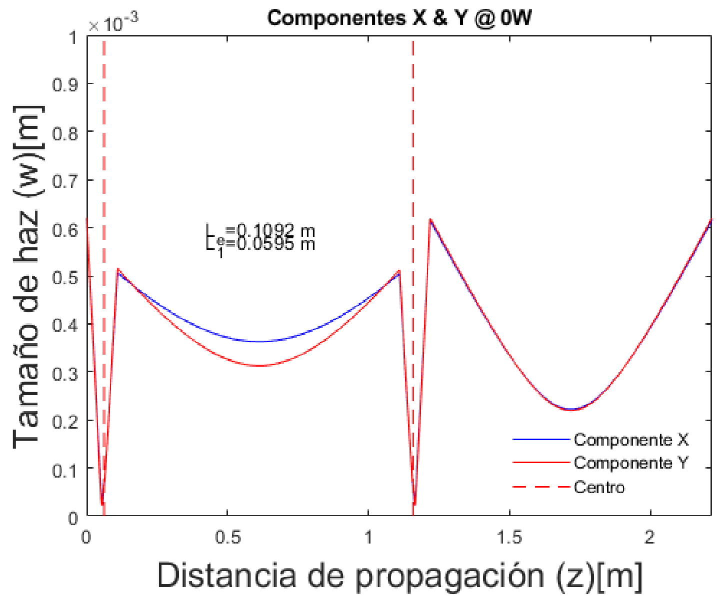
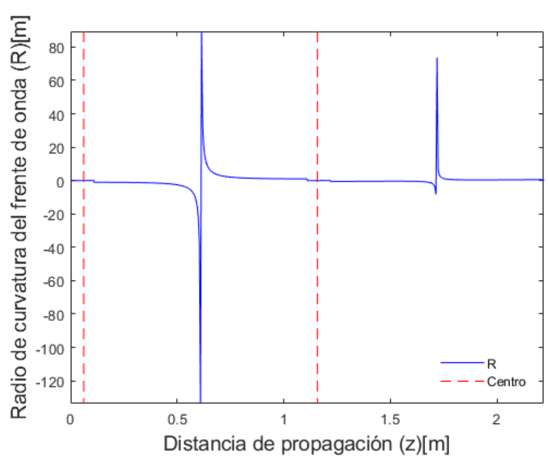
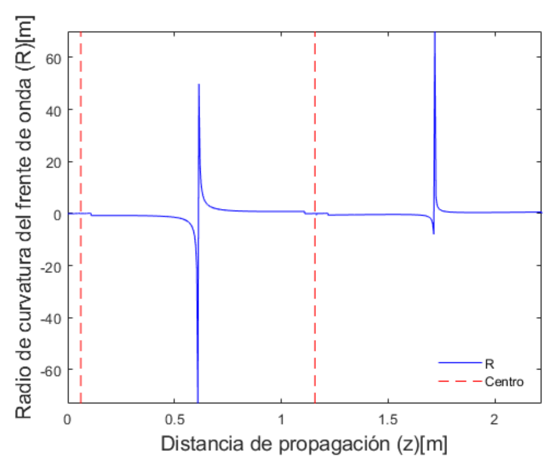


Figura 4.25: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0W$ considerando una distribución de bombeo fija dentro del medio activo, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.



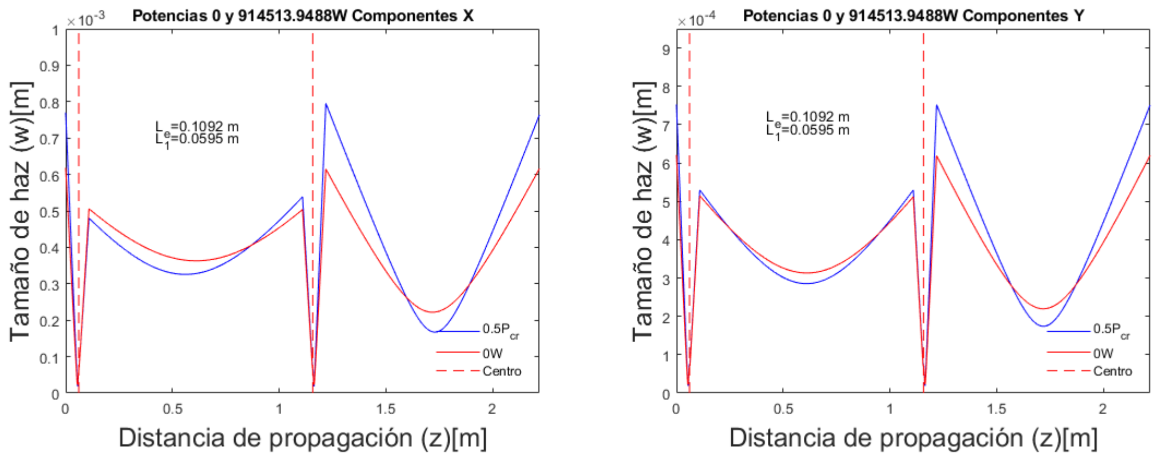
(a)



(b)

Figura 4.26: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.26a) y tangencial(4.26b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a $0W$ considerando una distribución de bombeo fija dentro del medio activo, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

Para comparar el tamaño de haces a lo largo de la cavidad para la potencia 0W y la máxima potencia de operación simulada ($\approx$ .9 MW), fueron graficados en conjunto los haces a 0 W y $0.5P_{cr}$ para los planos sagital y tangencial mostrados en las figuras 4.27a y 4.27b.



(a) (b)

Figura 4.27: Cintura de haz de las componentes X y Y en el plano sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0 W y $0.5P_{cr}$ considerando una distribución de bombeo fija dentro del medio activo, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

De las figuras 4.27a y 4.27b puede apreciarse que el haz dentro de la cavidad se replica después de un viaje redondo completo, cada máximo local en la cintura del haz representa la incidencia sobre un espejo cóncavo, partiendo desde M_1, y la cintura mínima en los lóbulos de mayor extensión horizontal representa a la incidencia sobre los espejos planos en los brazos de la cavidad, puede observarse además que la mínima cintura alcanzada en el viaje redondo completo es lograda en posiciones cercanas a la posición del cristal no-lineal siendo el haz fuertemente enfocado. El haz de emisión viaja en la cavidad replicándose al cabo de un viaje completo, sin embargo, para el plano sagital, nuevamente, como ocurrió con una distribución de bombeo cualquiera fija espacialmente no logra replicarse en secciones de la cavidad, como es mostrado en la figura 4.27b, donde el haz a una potencia de operación $0.5P_{cr}$ nuevamente no se replica exactamente entre la primera y segunda propagación por el cristal no-lineal en el primer lóbulo de menor profundidad, el haz completa el viaje por el brazo desde M_2 hacia M_3 sin lograr replicarse en ése punto de la cavidad para posteriormente propagarse por el cristal no-lineal de nueva cuenta en su trayectoria hacia incidir en M_1 por primera vez, donde recobra el tamaño de haz de partida que replica al término de la propagación al cerrar el viaje redondo completo por segundo brazo de la cavidad hacia M_4 y de vuelta a M_1.

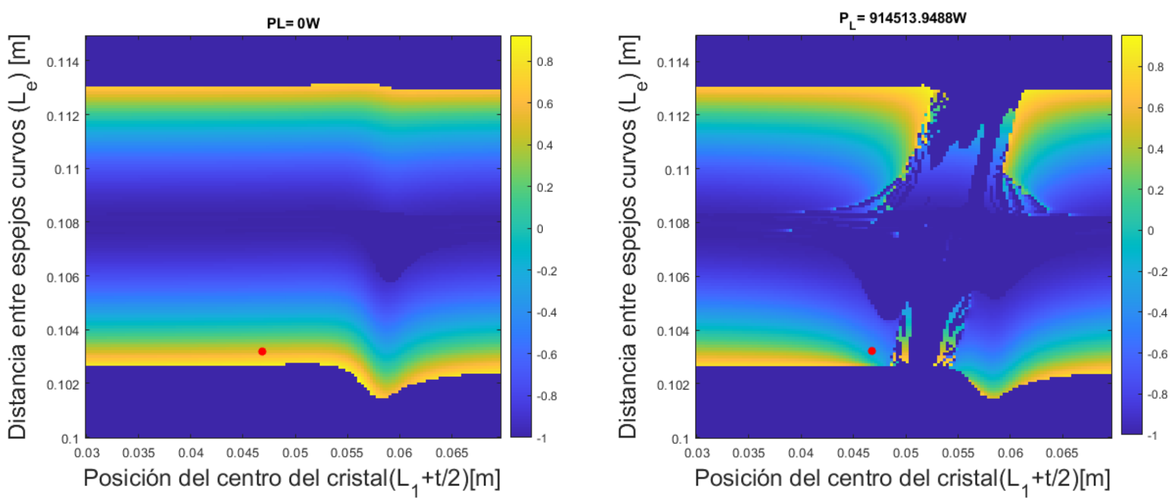
4.6. Cavidad con distribución de bombeo fija

Continuando con el análisis de el efecto de la distribución de bombeo dentro del medio activo en la cavidad láser lineal de cuatro espejos considerando el efecto de las lentes Kerr y térmica, fue tomada ahora una distribución de bombeo fija espacialmente, de modo que el haz de bombeo entrase a la cavidad con la misma condición inicial q para luego variar la configuración de la cavidad al modificar la distancia entre espejos cóncavos o la posición del centro del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$.

La distribución de bombeo fija, determinada como óptima dentro del programa, para la cual se alcanza un máximo en el parámetro de ganancia de la cavidad, tuvo como dimensiones: $F_0 = 0.0261$ m distancia lente de enfoque-cintura inicial del haz de bombeo, y $G_0 = .2739$ m distancia lente de enfoque-espejo de entrada (M_1), con una distancia entre la cintura inicial de bombeo y la espalda del espejo de entrada (M_1) fija en $H = 0.3$ m, así fue tomada dicha configuración de bombeo para la cual se maximiza el parámetro de ganancia, al borde del mapa de estabilidad, y se buscó variar las dimensiones de la cavidad para obtener un sistema con ganancia elevada alejado del borde del mapa de estabilidad.

La distancia entre espejos curvos fue variada en el intervalo de 0.1 a .115 m con un paso de 0.0001 m mientras que la posición de la mitad del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ fue variada en el intervalo 0.03 a .07 m con un paso de 0.0003 m, adicionalmente la potencia de operación fue escalada en 10 pasos desde los 0 W y hasta la mitad de la potencia crítica para el cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 800 nm.

El mapa de estabilidad generado al variar ambos parámetros se muestra en la figura 4.28.

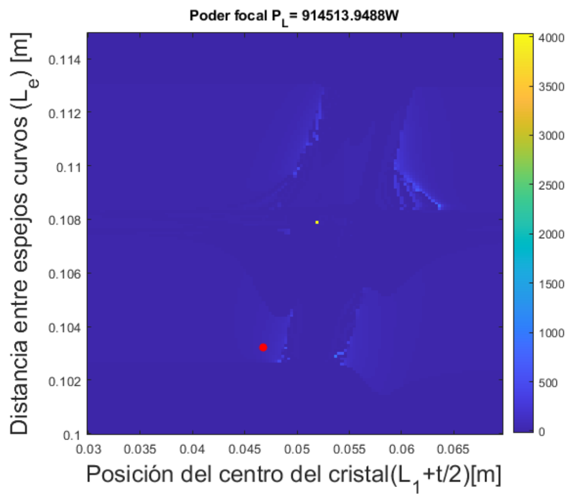


(a) (b)

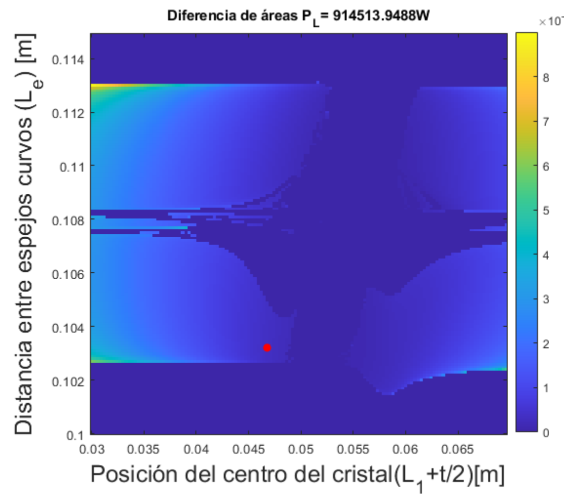
Figura 4.28: Mapas de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos con un cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 0 W (4.28a) y $0.5P_{cr}$ (4.28b) en el haz de emisión y considerando efecto de lente térmica con distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, el punto de operación de la cavidad elegido se resalta en rojo.

La morfología general de los mapas de estabilidad mostrados en la figura 4.28 resulta casi idéntica a la presentada en la figura 4.13, en donde se cuenta también con una condición del haz de bombeo constante a la entrada de la cavidad, el cambio más drástico observable sobre el mapa de estabilidad observado en la figura 4.28 es una mayor distorsión de las bandas horizontales del mapa de estabilidad respecto las observada anteriormente en la figura 4.13.

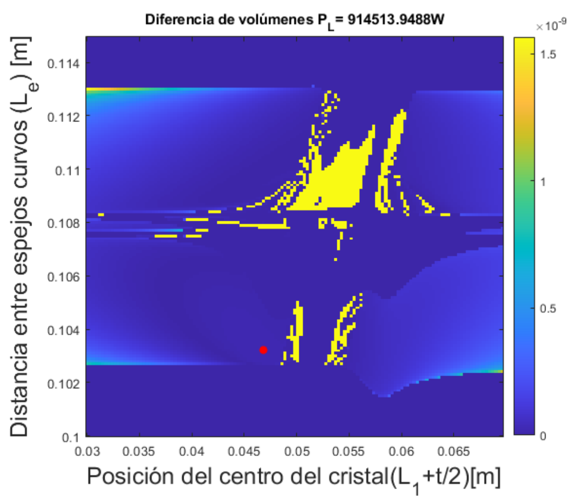
Las distribuciones de valores de poder focal, diferencia de áreas transversales y volúmenes entre los haces de emisión y de bombeo generados por cada punto en el mapa de estabilidad de la cavidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$ se muestran en las figuras 4.29a a 4.29d donde se muestra el mapeo de los parámetros de cavidad anteriormente mencionados.



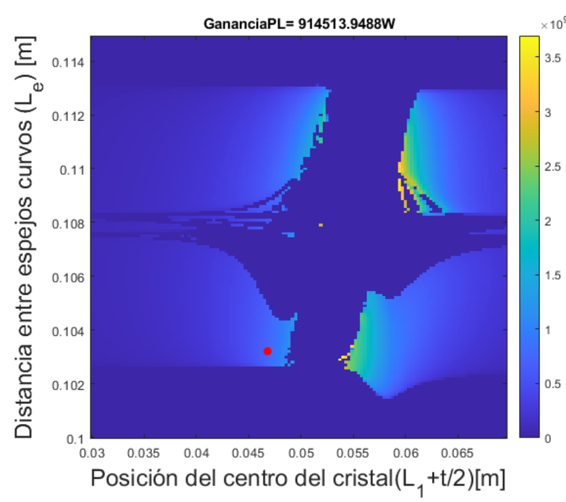
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.29: Mapeo del parámetro de ganancia (4.29d), poder focal (4.29a), diferencias de volúmenes (4.29c) y áreas transversales entre los haces de bombeo y de emisión (4.29b). Cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal operada a $0.5P_{cr}$ considerando el efecto de lente térmica y distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, el punto de operación de la cavidad elegido se resalta en rojo.

Una vez que los mapas de estabilidad y parámetros de poder focal, traslape de haces y ganancia de la cavidad fueron obtenidos, fue seleccionado un punto estable en el mapa con el cual se tiene un buen traslape de haces, una ganancia elevada y un alto poder focal, dicho punto en el mapa se corresponde a una cavidad con distancia entre espejos cóncavos $L_e = 0.1032$ m y una posición de la cara frontal del cristal no-lineal $L_1 = 0.0448$ m.

A partir de la configuración ya definida de la cavidad, el haz de bombeo fue propagado para obtener el tamaño de haz dentro del cristal no-lineal mostrado en la figura 4.30, en donde puede apreciarse que el haz de bombeo logra enfocarse parcialmente dentro del medio activo con la configuración de bombeo optimizada. Además, el haz de emisión operando a $0.5P_{cr}$ se enfoca también parcialmente dentro del cristal no lineal para los planos sagital y tangencial.

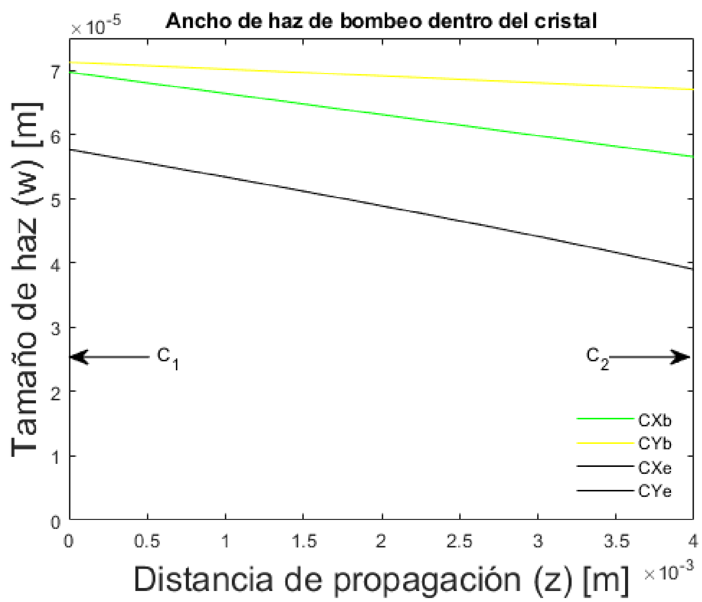


Figura 4.30: Cintura del haz de bombeo dentro del medio activo en el plano sagital. Tamaño del haz de bombeo en planos sagital y tangencial, CX_b y CY_b respectivamente y tamaño del haz de emisión en los planos sagital y tangencial, CX_e y CY_e respectivamente, las posiciones de las caras frontal y posteriores del medio activo se señalan con C_1, C_2.

De forma similar, fue propagado el haz de emisión dentro de la cavidad para observar el tamaño de haz de emisión a lo largo de su propagación además del radio de curvatura del frente de onda a lo largo de una propagación completa por la cavidad.

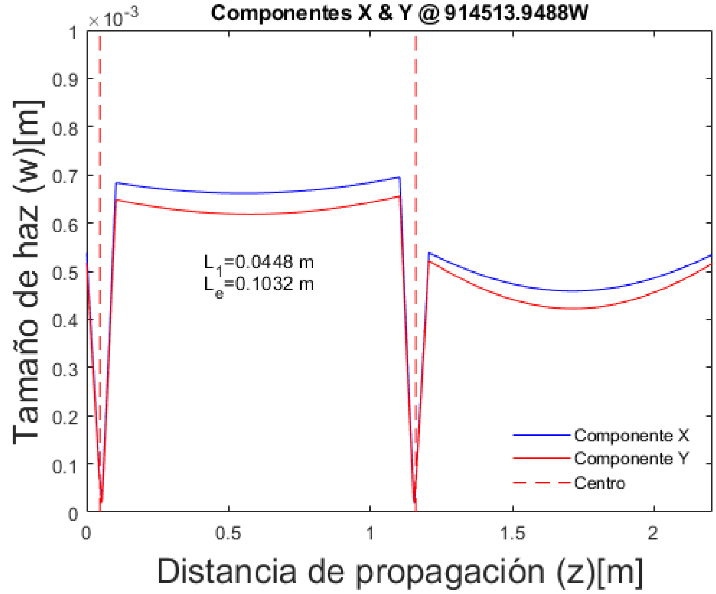
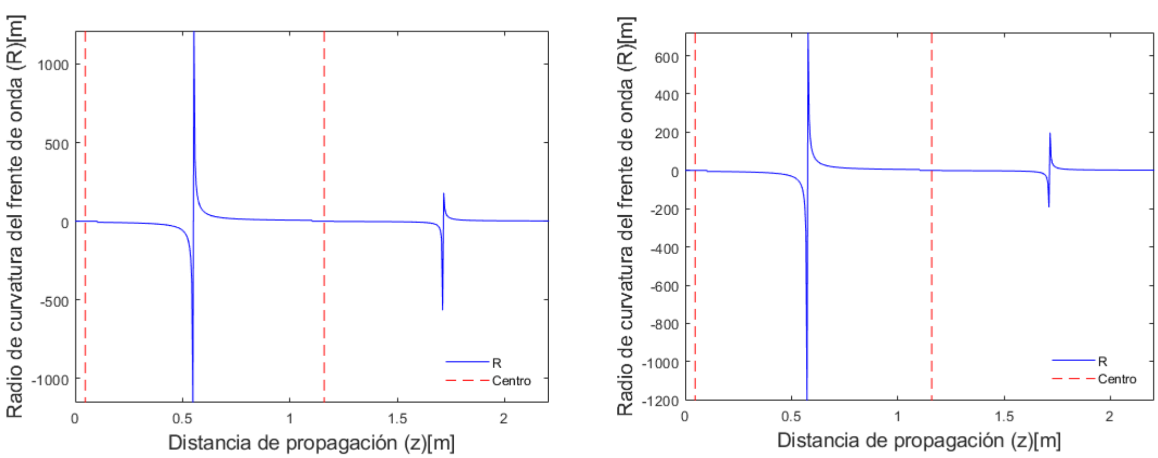


Figura 4.31: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0.5P_{cr}$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.



(a) (b)

Figura 4.32: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.32a) y tangencial(4.32b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a $0.5P_{cr}$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

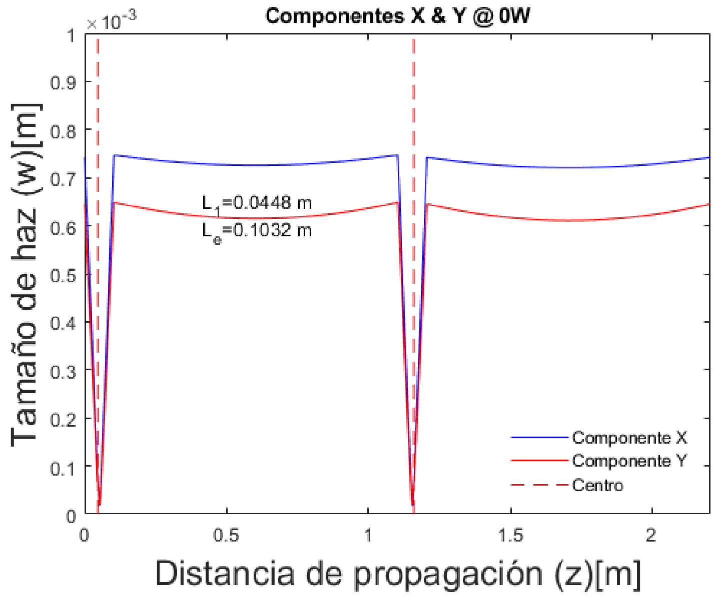
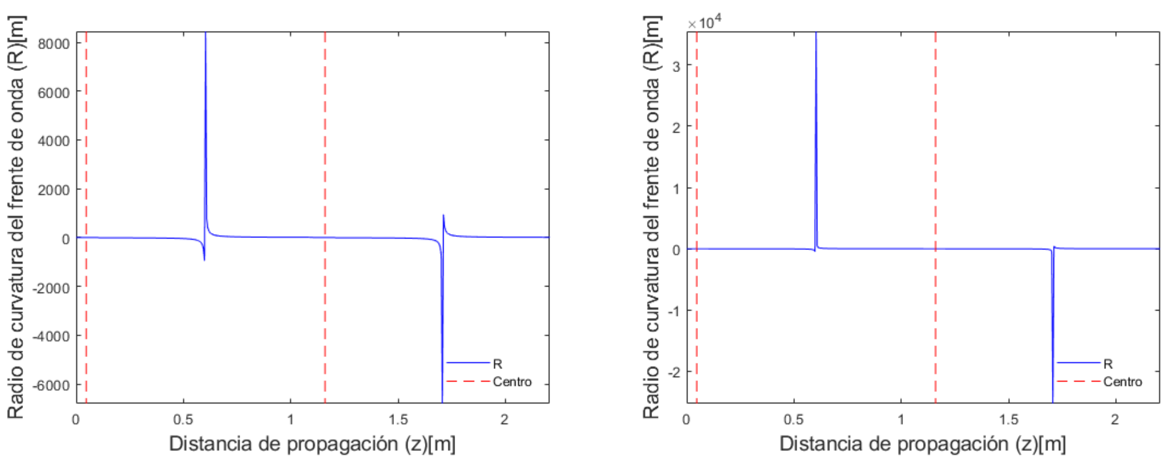


Figura 4.33: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente, viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0W$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

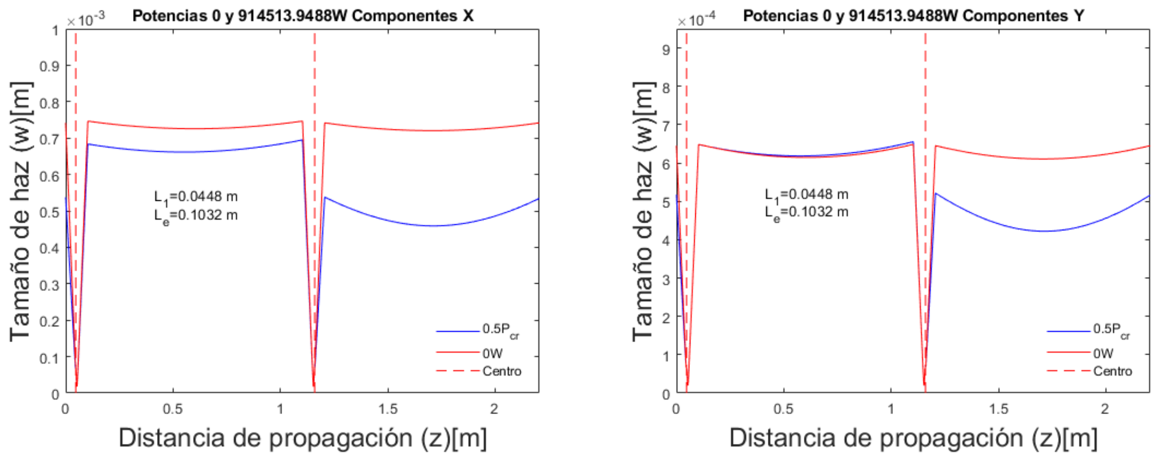


(a)

(b)

Figura 4.34: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.34a) y tangencial(4.34b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a $0W$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

Para comparar el tamaño de haces a lo largo de la cavidad para la potencia 0W y la máxima potencia de operación simulada, fueron graficados en conjunto los haces a 0 W y $0.5P_{cr}$ para los planos sagital y tangencial mostrados en las figuras 4.35a y 4.35b.



(a) (b)

Figura 4.35: Cintura de haz de las componentes X y Y en el plano sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0 W y $0.5P_{cr}$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

De las figuras 4.35a y 4.35b puede apreciarse que el haz de emisión dentro de la cavidad logra replicarse a lo largo de su proposición por la cavidad para ambas potencias de operación simuladas. Cada máxima cintura en la propagación del haz representa la incidencia del haz de emisión sobre alguno de los espejos cóncavos, mientras que la mínima cintura se sitúa en de los lóbulos menos pronunciados verticalmente cercano a la incidencia sobre los espejos planos en los brazos, puede observarse además que el haz de emisión se encuentra fuertemente enfocado dentro del cristal no-lineal.

4.7. Cavidad con distribución de bombeo dinámica

La última distribución de bombeo para la cavidad láser modelada fue una distribución dinámica que permitiera el ajuste del enfoque del sistema de bombeo sobre la posición planeada de la mitad del cristal no-lineal en espacio libre conforme cambiaba la posición planeada del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$.

La distancia entre espejos curvos fue variada en el intervalo de 0.1 a 0.115 m con un paso de 0.0001 m mientras que la posición de la mitad del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ fue variada en el intervalo 0.03 a 0.07 m con un paso de 0.0003 m, adicionalmente la potencia de operación fue escalada en 10 pasos desde los 0W y hasta la mitad de la potencia crítica para el cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 800 nm, los parámetros del sistema de bombeo fueron determinados al elegir el punto sobre el mapa de estabilidad para la operación de la cavidad.

El mapa de estabilidad generado con el sistema de bombeo ajustable se muestra en la figura 4.36.

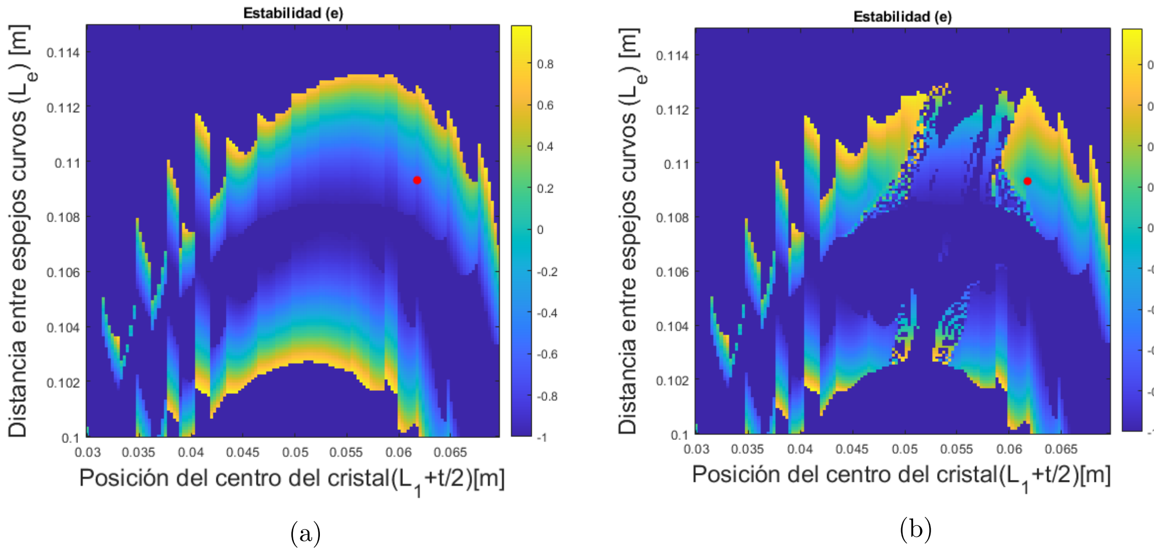
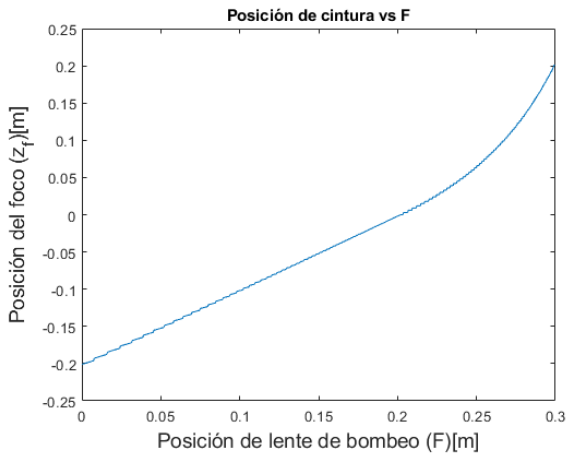
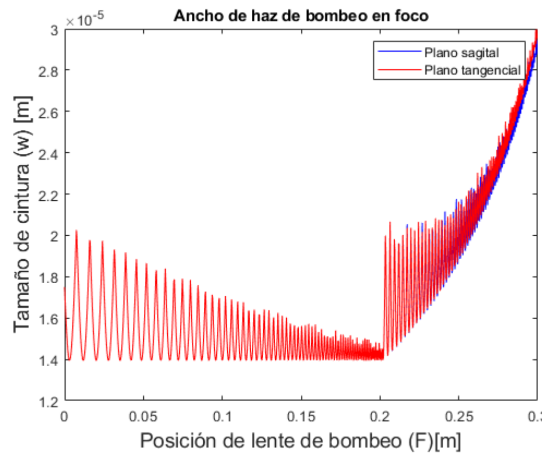


Figura 4.36: Mapas de estabilidad de una cavidad lineal de cuatro espejos con un cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$ a 0W (4.36a) y $0.5P_{cr}$ (4.36b) en el haz de emisión y considerando efecto de lente térmica con distribución bombeo dinámica, el punto de operación de la cavidad elegido se resalta en rojo.

Los mapas de estabilidad generados para las potencias de operación 0 W y $0.5P_{cr}$ muestran en su morfología general la apariencia de un par de arcos que se fragmentan para la potencia máxima de operación $0.5P_{cr}$, en los mapas mostrados en la figura 4.36 también se muestran pequeñas extensiones superpuestas a los lóbulos mayores, quizás relacionadas a la variación del tamaño de haz de bombeo al cambiar la configuración misma del sistema de bombeo para generar un foco del sistema en una posición distinta como se muestra en la figura 4.37b, comparando los mapas de estabilidad obtenidos con el enfoque dinámico del sistema de bombeo con los resultados anteriormente obtenidos, las bandas del mapa de estabilidad se tornan en las regiones similares a arcos y se fragmentan para la potencia de operación de $0.5P_{cr}$, similarmente a los resultados obtenidos con la distribución de bombeo constante al interior del cristal, donde el haz de bombeo se encuentra de igual manera enfocado al incidir sobre el cristal.



(a)



(b)

Figura 4.37: Posición del foco de sistema de bombeo en función de la posición de la lente de bombeo (4.37a) y tamaño de haz de bombeo en el foco del sistema de bombeo dinámico(4.37b).

Las distribuciones de valores de poder focal, diferencia de áreas transversales y de volúmenes entre los haces de emisión y de bombeo, así como el parámetro de ganancia generados por cada punto en el mapa de estabilidad de la cavidad para la potencia de operación $0.5P_{cr}$ se muestran en las figuras 4.38a a 4.38d.

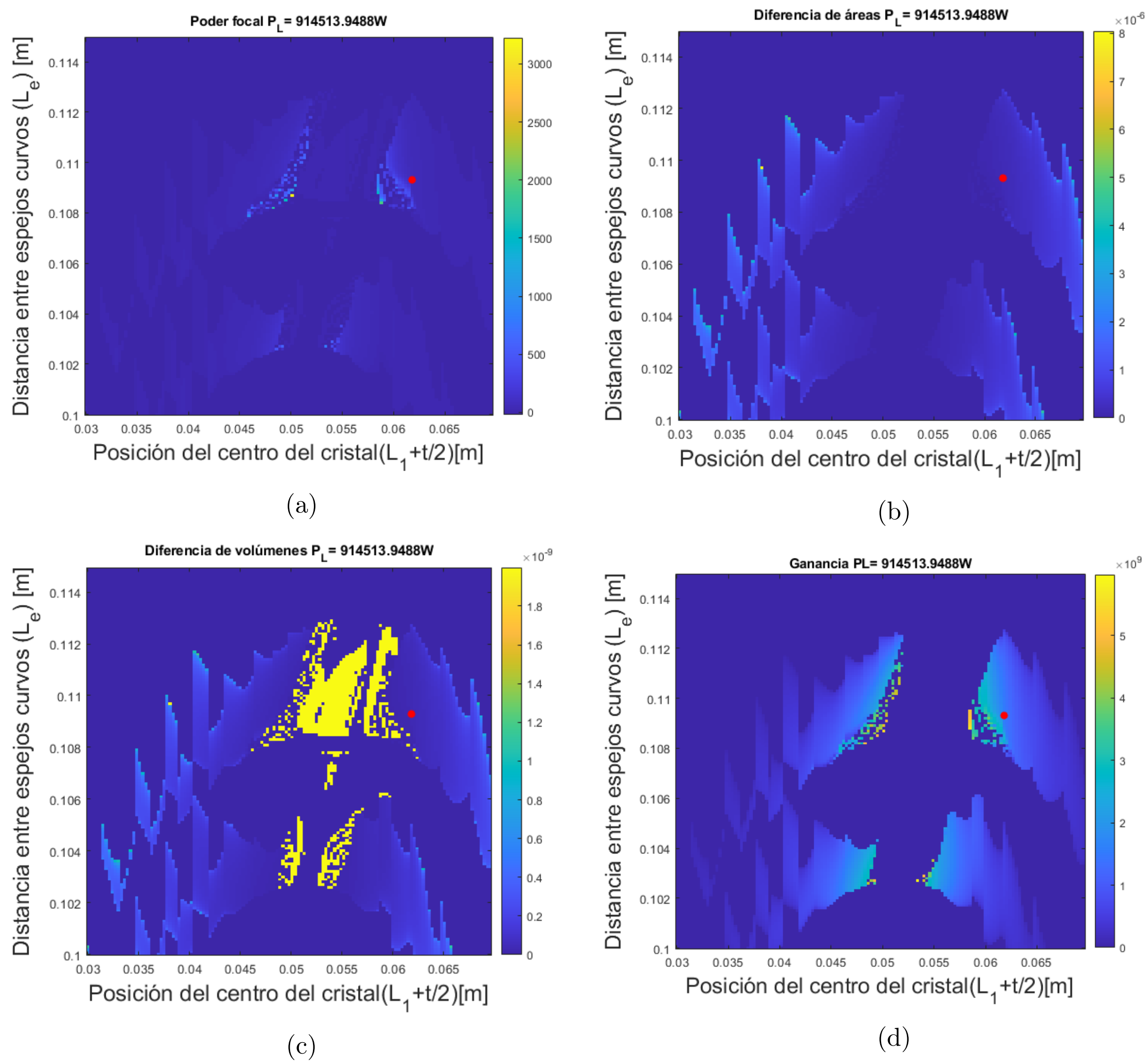


Figura 4.38: Mapeo del parámetro de ganancia (4.38d), poder focal (4.38a), diferencias de volúmenes (4.38c) y áreas transversales entre los haces de bombeo y de emisión (4.38b). Cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal operada a $0.5P_{cr}$ considerando el efecto de lente térmica y distribución bombeo dinámica, el punto de operación de la cavidad elegido se resalta en rojo.

Una vez que los mapas de estabilidad y parámetros de poder focal, traslape de haces y ganancia fueron obtenidos, fue seccionado un punto en el mapa de estabilidad en la figura 4.36, punto con el cual se tiene un buen traslape de haces, una ganancia elevada y un elevado poder focal, dicho punto en el mapa se corresponde a la cavidad cuyas dimensiones son: una distancia entre espejos cóncavos $L_e = 0.1093$ m y una posición de la cara frontal del cristal $L_1 = 0.0598$ m. El sistema de bombeo dinámico asigna las dimensiones del sistema tal que el foco se encuentra en la posición de la mitad del cristal para la propagación en espacio libre, de modo que con el cristal interpuesto el haz de bombeo incide fuertemente enfocado, las dimensiones del sistema de bombeo fueron: $F = 0.2487$ m distancia lente de enfoque-cintura inicial del haz de bombeo y $G = 0.513$ m, con una distancia entre la cintura inicial de bombeo y la espalda del espejo de entrada (M_1) fija en $H = 0.3$ m.

A partir de la configuración definida de la cavidad, el haz de bombeo fue propagado para obtener el tamaño de haz dentro del cristal no-lineal mostrado en la figura 4.39.

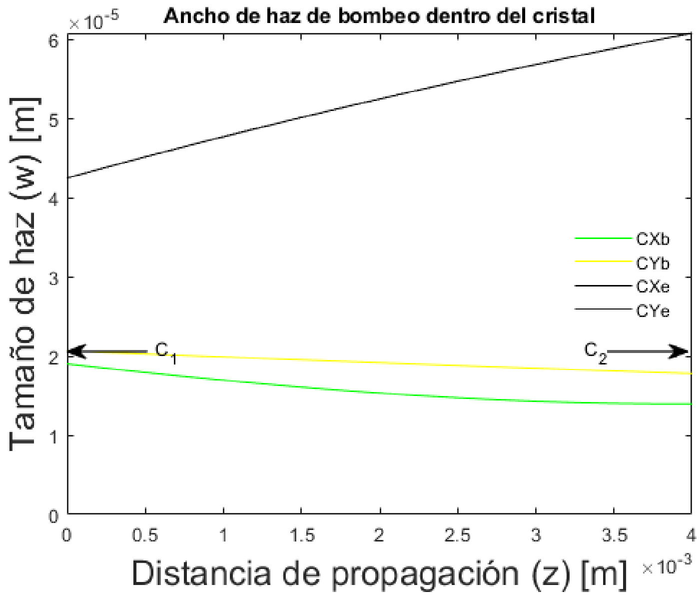


Figura 4.39: Cintura del haz de bombeo dentro del medio activo en el plano sagital. Tamaño del haz de bombeo en planos sagital y tangencial, CX_b y CY_b respectivamente y tamaño del haz de emisión en los planos sagital y tangencial, CX_e y CY_e respectivamente, las posiciones de las caras frontal y posteriores del medio activo se señalan con C_1, C_2.

El haz de emisión fue propagado con las condiciones definidas de la cavidad para observar el tamaño de haz a lo largo de la propagación dentro de la cavidad.

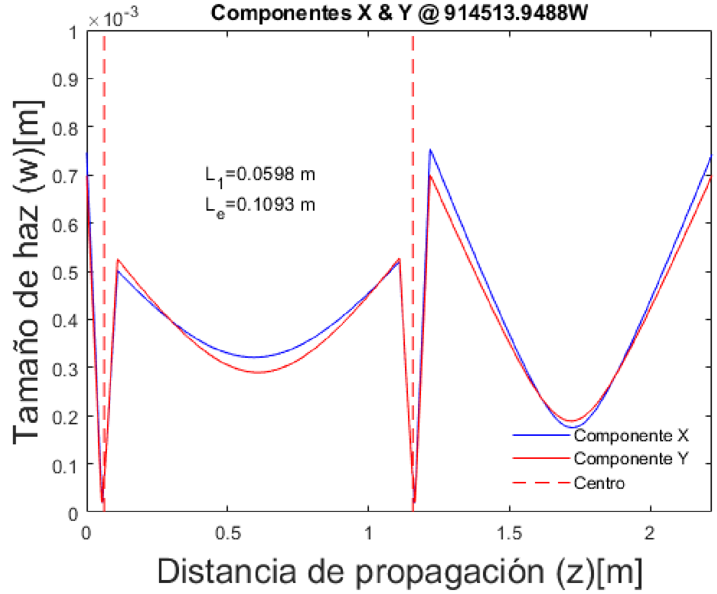


Figura 4.40: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a $0.5P_{cr}$ considerando una distribución de bombeo dinámica, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

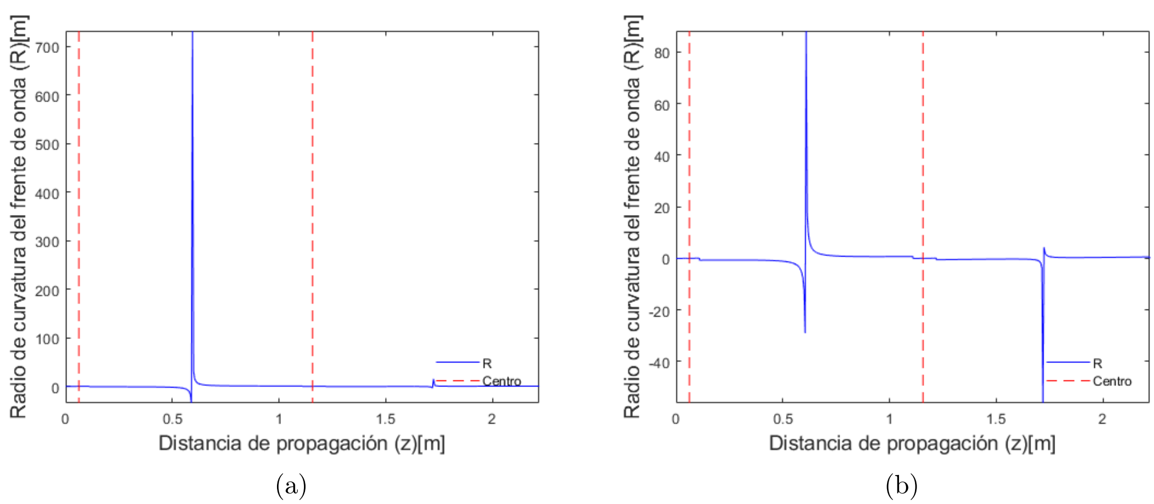


Figura 4.41: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.41a) y tangencial(4.41b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a $0.5P_{cr}$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

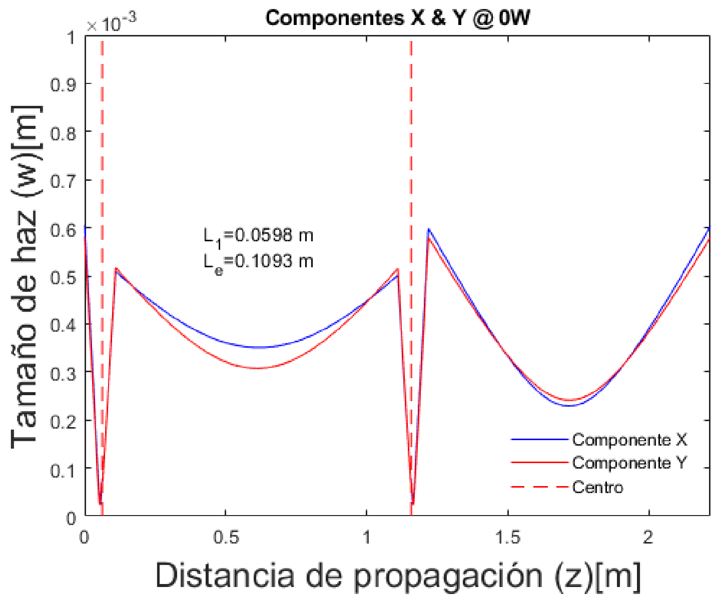
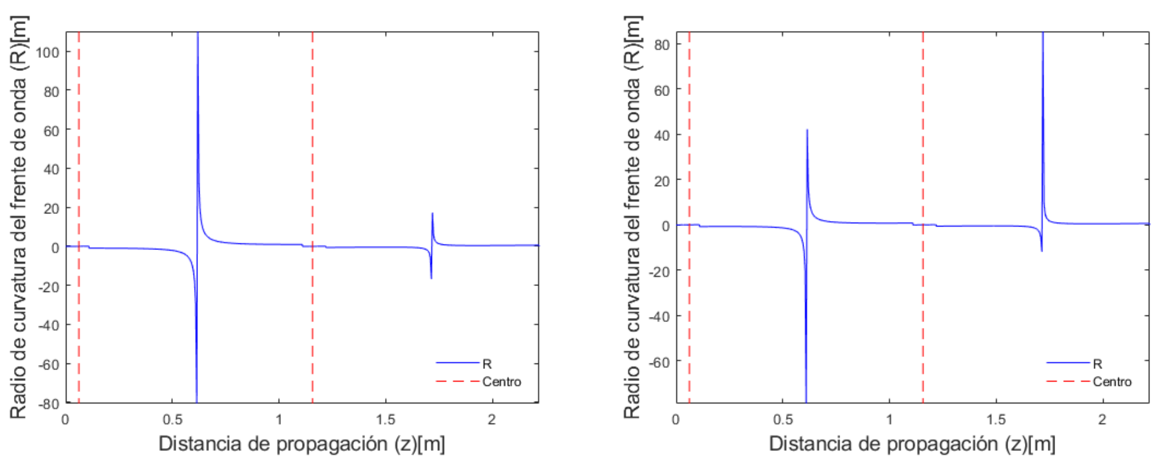


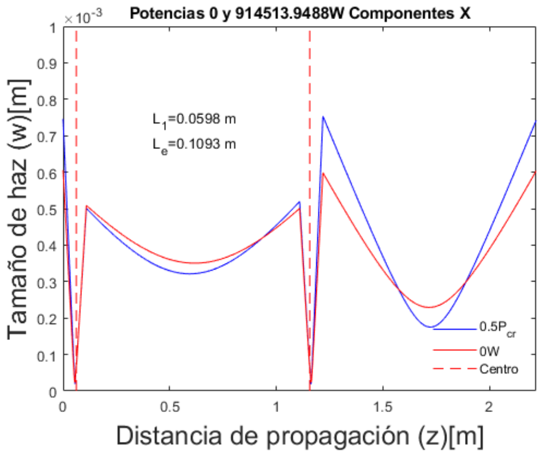
Figura 4.42: Cintura de haz de las componentes X y Y en los planos sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0 W considerando una distribución bombeo dinámica, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.



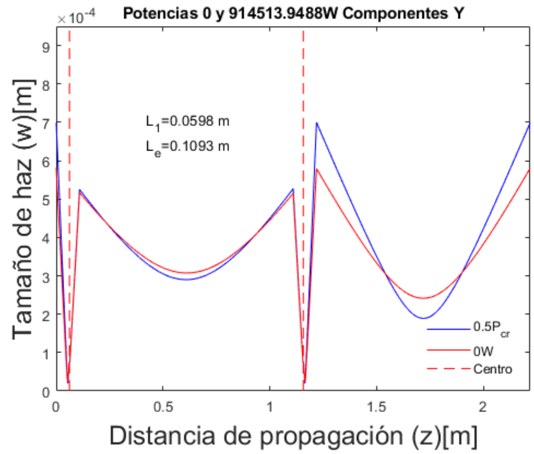
(a) (b)

Figura 4.43: Radio de curvatura del frente de onda en planos sagital (4.43a) y tangencial(4.43b) para haz confinado en cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica a 0 W considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

Para comparar el tamaño de haces a lo largo de la cavidad para la potencia 0 W y la máxima potencia de operación simulada, fueron graficados en conjunto los haces a 0 W y $0.5P_{cr}$ para los planos sagital y tangencial mostrados en las figuras 4.44a y 4.44b.



(a)



(b)

Figura 4.44: Cintura de haz de las componentes X y Y en el plano sagital y tangencial respectivamente. Viaje redondo completo del haz de emisión para una cavidad lineal de cuatro espejos con cristal no-lineal y efecto de lente térmica operando a 0 W y $0.5P_{cr}$ considerando una distribución bombeo constante al ingreso de la cavidad, la posición del centro del medio activo se señala con la línea punteada en rojo.

En éste caso, de las figuras 4.44a y 4.44b puede notarse que los haces a las potencias de operación 0 W y $0.5P_{cr}$ se replican después de un viaje redondo completo. Cabe señalar, que al igual que en distribuciones de bombeo anteriormente probadas, el tamaño de haz para las potencias de operación 0 W y $0.5P_{cr}$ muestra que en la propagación dentro del brazo secundario de la cavidad hacia M_4 difiere máximamente, representando una alternativa para el bloqueo parcial del haz en modo continuo al aumentar las pérdidas en CW, mostrando de nueva cuenta que el haz operando a alta potencia se enfoca mayormente a la operación en modo continuo (Modelado como 0 W).

4.7.1. Propuesta de diseño

Como propuesta de diseño para la construcción e implementación de un láser de Ti:zaf operado @800 nm y bombeado por una fuente láser @ 447 nm, se sugiere el diseño mostrado en la sección anterior, dicho diseño permite la obtención de las siguientes características:

- Un alto parámetro de ganancia.
- Un poder focal elevado.
- Estabilidad de la cavidad láser, tanto a bajas como altas potencias.

Las características del diseño propuesto para un láser de Ti:zaf son:

- Sistema de bombeo láser con potencia de 6W @447 nm.

- Lente del sistema de bombeo plano-convexa con radio de curvatura $R_b = -0.0515$ m.
- Distancia entre cintura inicial del haz de bombeo y lente de enfoque $F = 0.2487$ m (Para una cintura inicial de haz de bombeo 1 mm x 1 mm).
- Inclinación de la lente de enfoque $\theta_L = 0°$.
- Distancia entre lente de enfoque y parte posterior del espejo de entrada (M_1) G=0.0513 m (Para una cintura inicial de haz de bombeo 1 mm x 1 mm).
- Potencia del haz de bombeo @ 447 nm $P_b = 6$ W.
- Par de espejos cóncavos con radio de curvatura $R = 0.1$ m.
- Inclinación de los espejos cóncavos de la cavidad $\theta = -8°$.
- Medio activo (cristal Ti:zaf) cortado en ángulo de Brewster con una longitud $t = 4$ mm.
- Longitud de brazo de cavidad $L_B = L_3 = 0.5$ m.
- Distancia entre espejos cóncavos $L_e = 0.1093$ m.
- Posición de la cara frontal del cristal Ti:zaf respecto al espejo de entrada $L_1 = 0.0598$ m.

Con la configuración anteriormente detallada, se sugiere colocar una rendija o iris en el segundo brazo de la cavidad, entre el espejo plano M_4 y el espejo cóncavo M_1, de modo que se aumenten las pérdidas del haz en emisión continua (CW), favoreciendo así al amarre de modos por apertura rígida y permitiendo la operación pulsada.

Capítulo 5

Conclusiones

El trabajo realizado consistió en el desarrollo de un modelo numérico para la simulación computacional de una cavidad láser de Ti:zaf operando @ 800 nm, bombeado por una fuente láser @ 447 nm (azul). Típicamente, los láseres de Ti:zaf son bombeados por una fuentes láser @ 532 nm (verde), debido a la alta absorción del medio a esta longitud de onda ($\approx 76\,\%$ @ 532 nm) a diferencia de la absorción que sucede a 447 nm ($\approx 33\,\%$ @ 447 nm). La diferencia radica principalmente en los costos de los sistemas de bombeo, ya que por un lado el costo @ 532 nm es de aproximadamente 5,000 USD/W a diferencia de 100 USD/W @447 nm. Es importante enfatizar que la mayor limitante en el desarrollo de una fuentes láser de Ti:zaf de femtosegundos, representa los costos de las fuentes de bombeo.

Para el diseño de un sistema de Ti:zaf bombeado a 447 nm fueron considerados los siguientes efectos en el modelo numérico:

- Efecto de lente Kerr.
- Efecto de lente térmica.
- Astigmatismo de la cavidad.
- Corte en ángulo de Brewster del cristal Ti:zaf.
- Absorción @447 nm.

Fue modelada la propagación del haz láser a 800 nm, con una potencia intracavidad máxima de operación de aproximadamente 0.91 MW, dentro del formalismo de propagación de haces gaussianos por matrices ABCD.

La introducción del efecto de lente Kerr dentro de la simulación, se realizó partiendo de potencia intracavidad 0 W (Modo CW) con incrementos graduales hasta llegar a una potencia de 0.5 del valor de la potencia crítica, es decir, 0.91 MW, que corresponde a la potencia pico lograda por los pulsos láser generados por amarre de modos (ML).

Una vez generadas las regiones de estabilidad, el criterio para seleccionar el punto de operación se basa en las siguientes consideraciones:

- Alto valor del poder focal.

- Valor alto del parámetro de ganancia.
- Punto estable cercano al borde de la región de estabilidad.

Una vez seleccionado un punto dentro del mapa de estabilidad bajo éstos criterios, se procede a realizar el cálculo de la propagación del haz a lo largo de la cavidad en un viaje redondo completo en ambos planos sagital y tangencial, para la condición de operación CW (0 W) y ML ($0.5P_{cr}$). A partir de éste cálculo es posible seleccionar la posición para la colocación de rendijas intracavidad ya sea vertical u horizontal, con el propósito de bloquear y prevenir la emisión del haz continuo y favorecer la operación pulsada por apertura rígida.

Por otro lado, el análisis del acople de haces de emisión y de bombeo dentro del medio activo, estudiando la diferencia de volúmenes y áreas transversales entre los haces de bombeo y emisión, puede ofrecer otra ventaja con la que se favorezca además el amarre de modos por apertura suave y se incremente la ganancia del medio activo al mejorar el acople de haces.

De los resultados obtenidos relacionados con el método de enfoque del haz bombeo se concluye que la distribución del haz de bombeo dinámicamente ajustada a enfocar en la posición planeada del centro del cristal permite obtener una alternativa más realista que las distribuciones de bombeo; perfectamente centrada en el medio activo o la opción optimizada para el haz de bombeo. En la distribución de bombeo dinámica, el haz de bombeo se enfoca fuertemente en el cristal no-lineal pero no necesariamente se encuentra enfocado en la mitad del mismo.

Con lo mencionado anteriormente, se concluye finalmente, que el modelo numérico desarrollado en el presente trabajo ofrece una guía de diseño, basada en el formalismo de propagación de haces gaussianos, para la construcción de una cavidad láser de Ti:zaf pulsada por amarre de modos operando @ 800 nm y bombeada a 447 nm.

Apéndice A

Cristal Ti+3:Al2O3

Parámetros	Valores	Fuente
Cambio del índice de refracción con la temperatura ($\frac{\Delta n}{\Delta T}$)	$13.6 \times 10^{-6}\ \frac{1}{K}$	[38]
Densidad (ρ)	$3980\ \frac{\mathrm{Kg}}{\mathrm{m}^3}$	[38]
Capacidad calorífica (C_p)	$418.4\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{Kg\ K}}$	[38]
Conductividad térmica (K)	$33\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{msK}}$	[38]
Difusividad térmica (K_{Th})	$1.982 \times 10^{-5}\ \frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{s}}$	Calculada, $K_{Th} = \frac{k}{C_p \rho}$
Coeficiente de absorción lineal (α_{Abs}) (0.25 % Ti)	$4.1 \pm 20\,\% \frac{1}{\mathrm{cm}}$	[36, 37]
Índice de refracción lineal (n_{c0})	1.76 @ 800 nm 1.77 @ 532 nm	[38]
Índice de refracción no lineal (n_2)	$3 \times 10^{-20}\ \frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{W}}$	[39]

Tabla A.1: Propiedades ópticas y físicas del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$

Apéndice B

Astigmatismo en interfases esféricas

Partiendo de las definiciones de matrices para el plano tangencial y sagital para el caso de interfases esféricas presentadas en [16], puede simplificarse la escritura de los elementos de matriz haciéndose únicamente en función del ángulo de incidencia.
De acuerdo a las convenciones tomadas en la sección apartado 2.5.1, podemos escribir al parámetro β en la ecuación (2.32) dentro de la matriz en la ecuación (2.30) como:

$$\beta = \frac{(n_2\cos(\theta_2) - n_1\cos(\theta_1))}{\cos(\theta 1)\cos(\theta_2)}. \tag{B.1}$$

Recordando que los ángulos de incidencia (θ_1) y transmisión (θ_2) se relacionan mediante la ley de Snell.

$$n_1\mathrm{sen}(\theta_1) = n_2\mathrm{sen}(\theta_2),$$
$$\mathrm{sen}(\theta_2) = \frac{n_1}{n_2}\mathrm{sen}(\theta_1). \tag{B.2}$$

El parámetro β puede reescribirse como:

$$\frac{n_2\sqrt{1-\frac{n_1^2}{n_2^2}\mathrm{sen}^2(\theta_1)} - n_1\cos(\theta_1)}{\cos(\theta_1)\sqrt{1-\frac{n_1^2}{n_2^2}\mathrm{sen}^2(\theta_1)}},$$
$$= \frac{n_2}{\cos(\theta_1)} - \frac{n_1}{\sqrt{1-\frac{n_1^2}{n_2^2}\mathrm{sen}^2(\theta_1)}}, \tag{B.3}$$

multiplicando lo nterior por $\frac{n2}{n2}$ y representando a n_1 como $\frac{1}{\frac{1}{n_1}}$ se tiene que:

$$\beta = \frac{n_2}{\cos(\theta_1)} - \frac{n_2}{\sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \mathrm{sen}^2(\theta_1)}}. \tag{B.4}$$

El parámetro α, así mismo puede simplificarse haciendo uso nuevamente de la ley de Snell, por lo que puede simplificarse de la manera:

$$\alpha = \frac{\cos(\theta_1)}{\cos(\theta_2)},$$

$$= \frac{\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\mathrm{sen}^2(\theta_1)}}{\cos(\theta_1)}, \tag{B.5}$$

al multiplicar la expresión anterior por $\frac{\sqrt{n_2^2}}{n_2} = 1$ se obtiene:

$$\alpha = \frac{\sqrt{n_2^2 - n_1^2\mathrm{sen}^2(\theta_1)}}{n_2\cos(\theta_1)}. \tag{B.6}$$

Finalmente, para el parámetro μ, haciendo las mismas sustituciones, se obtiene que:

$$\mu = n_2\cos(\theta_2) - n_1\cos(\theta_1) = \sqrt{n_2^2 - n_1^2\mathrm{sen}^2(\theta_1)} - n_1\cos(\theta_1). \tag{B.7}$$

Apéndice C

Códigos

C.1. Cavidad vacía

```
clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_2

R=max(R1,R2); %Referencia
T=0.002; %paso
LT=0.0:T:4*R-T; %distancia entre espejos concavos

a=0.0; %longitud del brazo inicial
b=0.5; %longitud final

S=0.002; %paso
L=a:S:b-S; %longitud del brazo

N1=max(size(LT));
N2=max(size(L));

lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%@800nm

M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
```

```
M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

%%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%
for n=1:N1 %cotador para variacion en L_e longitud entre espejos ...
    M_1 y M_2
for m=1:N2 %Contador para variacion del largo de brazo

L1=LT(n)/2; %%Longitud a mitad de la cavidad eentre M_1 y M_2
L3=L(m); %%Longitud de brazo
L2=L1; %Longitud a mitad de la cavidad eentre M_1 y M_2
L4=L3; %Segundo brazo

M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2

%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad
MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3...
*M_R2x*M_L2*M_L1;
%%Matriz total del sistema en plano sagital
MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3...
*M_R2y*M_L2*M_L1;
%%Matriz total del sistema en el plano tangencial
%componentes de la matriz total en plano sagital
Ax=MTotx(1,1);
Bx=MTotx(1,2);
Cx=MTotx(2,1);
Dx=MTotx(2,2);
%componentes de la matriz total en plano tangencial
Ay=MToty(1,1);
By=MToty(1,2);
Cy=MToty(2,1);
Dy=MToty(2,2);

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2; %parametro de ...
    estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1))
     %Condiciones de estabilidad

     e(n,m)=estabilidad;

     qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
         )/abs(Bx))^-1;
     %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
```

```
    qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
        )/abs(By))^-1;
     %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial
    wx(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qx(n,m))*pi*n_index)).^0.5;
     %%tamanos de haz al cabo de un vaje redondo completo
    wy(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qy(n,m))*pi*n_index)).^0.5;


else
    e(n,m)=-1; %contraste en mapa
end

end
end

figure(1)
pcolor(L,LT,e);colorbar
xlabel('Brazo de cavidad [m]')
ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')


figure(2)
pcolor(1:m,1:n,e);colorbar
xlabel('m')
ylabel('n')


  %%%Propagacion en la cavidad estable%%%%
 %%coordenadas en el mapa y dimensiones

coord=[50 25]; %[n m](Le,L_b)

L1=LT(coord(1))/2; %%mitad de la cavidad
L3=L(coord(2)); %longitud de brazo
L2=L1; %mitad de la cavidad
L4=L3; %longitud de brazo
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
q0=qx(coord(1),coord(2)); %Condicion inicial para el plano sagital

 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial

 %%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=VRV(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N);
 %viaje redondo completo en cavidad vacia_Plano sagital

wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano sagital

figure(3)
```

```
plot(z,wx)
xlabel('Dsitancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wx)])
text1=cat(2,'Distancia entre espejos curvos=',num2str(L1+L2),' m');
text2=cat(2,'Brazo de cavidad=',num2str(L3),' m');
text(z(length(z)/11), wx(length(wx))/2.2,text1)
text(z(length(z)/11), wx(length(wx))/2.5,text2)

figure(4)
plot(z,Rx,'b')
xlabel('Dsitancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radiode curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])

win=wx(min(size(wx))); %Tamano inicial
wout=wx(max(size(wx))); %Tamano final
DWp=abs((win-wout)/win)*100; %diferencia porcentual

 %Plano tangencial%%

q0=qy(coord(1),coord(2));

 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=VRV(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N);
 %viaje redondo completo en cavidad vacia_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano tangencial

figure(5)
plot(z,wy)
xlabel('Dsitancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wy)])
text1=cat(2,'Distancia entre espejos curvos=',num2str(L1+L2),' m');
text2=cat(2,'Brazo de cavidad=',num2str(L3),' m');
text(z(length(z)/11), wy(length(wy))/2.2,text1)
text(z(length(z)/11), wy(length(wy))/2.5,text2)

figure(6)
plot(z,Ry,'b')
xlabel('Dsitancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radiode curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])

 %%Tamano de haz para ambas componentes
figure(7)
```

```
plot(z,wy,'b',z,wx,'r')
xlabel('Dsitancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 2E-4])
text1=cat(2,'Distancia entre espejos curvos=',num2str(L1+L2),' m');
text2=cat(2,'Brazo de cavidad=',num2str(L3),' m');
text(z(length(z)/11), wy(length(wy))/2.2,text1)
text(z(length(z)/11), wy(length(wy))/2.5,text2)
title(['Componentes',' x & y']);
legend({'ComponenteX','CompoenteY'},'Location','southwest')
```

C.1.1. Programas secundarios

Viaje redondo completo en cavidad vacía

```
 function [q,z]=VRV(L1,L2,L3,L4,R1,R2,q0,z0,N)
%Propagacion en cavidad vacia simple de 4 espejos
 step=L1/N;%%propagacion en espacio libre dede espejo M_1 una ...
     distancia L_1
 [q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N);

 z0=z1(max(size(z1)));%condiciones despes de propagacion por ...
     distancia L_1
 q0=q1(max(size(q1)));

 step=L2/N;%Propagacion en espacio libre una distancian L_2
 [q2,z2]=Free_space(q0,z0,step,N);

 z0=z2(max(size(z2)));%Condiciones de incidencia sobre M_2
 q0=q2(max(size(q2)));


 [q3,z3]=Mirror2(R2,q0,z0);%%espejo M_2 concavo
    z0=z3;
   q0=q3;

   step=L3/N;
   %Propagacion en espacio libre hasta espejo M_3 una distancia L3
   [q4,z4]=Free_space(q0,z0,step,N);
  z0=z4(max(size(z4)));%Condiciones de incidencia sobre M_3
  q0=q4(max(size(q4)));

    [q5,z5]=Mirror3(q0,z0);%%espejo plano M_3
    z0=z5;
   q0=q5;

   step=L3/N;
   %Propagacion en espacio libre desde espejo M_3 a espejo ...
      concavo M_2
   [q6,z6]=Free_space(q0,z0,step,N);
```

```
 z0=z6(max(size(z6))); %Condiciones de incidencia al regreso ...
    sobre M_2
 q0=q6(max(size(q6)));

 [q7,z7]=Mirror2(R2,q0,z0); %Espejo concavo M_2
   z0=z7;
  q0=q7;

 step=L2/N; %Propagacion en espacio libre una distancia L_2
[q8,z8]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z8(max(size(z8)));
%Condiciones despues de una propagacion por distancia L_2
q0=q8(max(size(q8)));

step=L1/N;
%%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_1 una distancia L_1
[q9,z9]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z9(max(size(z9))); %Condiciones de incidencia sobre M_1
q0=q9(max(size(q9)));

[q10,z10]=Mirror1(R1,q0,z0); %%espejo concavo M_1
   z0=z10;
  q0=q10;

   step=L4/N;
   %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_4 una distancia L_4
[q11,z11]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z11(max(size(z11)));
q0=q11(max(size(q11)));

[q12,z12]=Mirror3(q0,z0); %%espejo plano M_4
   z0=z12;
  q0=q12;

  step=L4/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_1
[q13,z13]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z13(max(size(z13))); %Condiciones de reincidencia sobre M_1
q0=q13(max(size(q13)));

[q14,z14]=Mirror1(R1,q0,z0); %%Espejo concavo M_1
   z0=z14;
  q0=q14;

%Factor q y distancia recorrida por el haz a lo largo de un viaje ...
   redondo
%completo
q=[q1 q2 q3 q4 q5 q6 q7 q8 q9 q10 q11 q12 q13 q14];
z=[z1 z2 z3 z4 z5 z6 z7 z8 z9 z10 z11 z12 z13 z14];
```

Espacio libre

```
function [q,z]=Free_space(q0,z0,step,N)
%Propagacion en espacio libre
q(1)=q0; %Factor q inicial
z(1)=z0; %Posicion inicial
for n=2:N+1
    M_z=[1 step;0 1]; %matriz del paso en espacio libre
q(n)=(q0*M_z(1,1)+M_z(1,2))/(q0*M_z(2,1)+M_z(2,2)); %evolucion del ...
    factor q
%actualizacion de condiciones despues de avance
q0=q(n);
z(n)=z0+(n-1)*step;
end
```

Espejos de cavidad

Espejo Cóncavo M_1

```
function [q,zout]=Mirror1(R,q,zin)
%Espejo concavo
  M_R=[1 0;-2/R 1]; %Matriz de espejo
  q=(q*M_R(1,1)+M_R(1,2))/(q*M_R(2,1)+M_R(2,2)); %Evolucion del ...
      factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

Espejo Cóncavo M_2

```
function [q,zout]=Mirror2(R,q,zin)
%Espejo concavo
  M_R=[1 0;-2/R 1]; %Matriz de espejo
  q=(q*M_R(1,1)+M_R(1,2))/(q*M_R(2,1)+M_R(2,2)); %Evolucion del ...
      factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

Espejos Cóncavos M_3 y M_4

```
function [q,zout]=Mirror3(q,zin)
%Espejo plano
  M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz de espejo plano
  q=(q*M_R3(1,1)+M_R3(1,2))/(q*M_R3(2,1)+M_R3(2,2)); %evolucion de ...
      factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

C.2. Cavidad con cristal simple

```
 clear
close all
```

```
R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_2

R=max(R1,R2); %Referencia
T=0.0002; %paso
LT=0.1:T:1.15*R-T; %distancia entre espejos concavos

a=0.0; %posicion de cristal inicial(cara frontal hacia M_1)
b=0.14; %posicion final de cristal

S=0.001; %paso
L=a:S:b-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.5;
L4=L3; %longitud de brazos fija

N1=max(size(L)); %n
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %%%Ancho de cristal individual o subdivision

lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm

 %identificador para direccion afectada por angulo de Brewster
coord1=1; %sin corte en angulo de Brewster
coord2=2; %con corte en angulo de Brewster


       M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
       M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

       M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
       M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

       M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
       M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

 %%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%
    for n=1:N1 %L(n) x en mapa
    for m=1:N2 %LT(m) y en mapa

       Lt=LT(m); %%largo entre espejos concavos
```

```
        L1=L(n); %%posicion del cristal(cara frontal)
       L2=Lt-L1-t; %distancia en espacio libre L_2

       M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
       M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

       M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
       M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2
        %inicia propagacion

Mpar0x=M_L1; %%Matriz de propagacion parcial de llegada al cristal ...
    para calcular w0x
Mpar0y=M_L1; %%Matriz de propagacion parcial de llegada al cristal ...
    para calcular w0y

 Mpar_inx=Mpar0x;
 Mpar_iny=Mpar0y;

     % Propagacion por medio del cristal
for i=1:Nc %subdivisiones/rebanadas
[Mpar_outx]=Propagacion_s(Mpar_inx,Dz,nc0,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento,
[Mpar_outy]=Propagacion_s(Mpar_iny,Dz,nc0,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
%matriz parcial del sistema despues de atravesar cada subdivision
 Mpar_inx=Mpar_outx;
 Mpar_iny=Mpar_outy; %

end
%regreso en cavidad% (Propagacion desde cristal hasta espejo m_3 ...
    y de regreso)

          Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
          %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para ...
             calcular w20x
          Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
          %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para ...
             calcular w20y

 Mpar_inx=Mpar00x;
 Mpar_iny=Mpar00y;
  %%propagacion por cristal
 for i=1:Nc
[Mpar_outx]=Propagacion_s(Mpar_inx,Dz,nc0,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy]=Propagacion_s(Mpar_iny,Dz,nc0,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
 Mpar_inx=Mpar_outx;
 Mpar_iny=Mpar_outy;
end


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

```

```
    MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
     %%Matriz total del sistema en plano sagital
    MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
     %%Matriz total del sistema en el plano tangencial
  %componentes de la matriz total en plano sagital
      Ax=MTotx(1,1);
      Bx=MTotx(1,2);
      Cx=MTotx(2,1);
      Dx=MTotx(2,2);
  %componentes de la matriz total en plano tangencial
Ay=MToty(1,1);
By=MToty(1,2);
Cy=MToty(2,1);
Dy=MToty(2,2);

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2; %parametro de ...
    estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
  %Condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;

qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(Bx))^-1;
 %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(By))^-1;
 %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial
wx(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qx(n,m))*pi*n_index)).^0.5;
 %%tamanos de haz al cabo de un vaje redondo completo
wy(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qy(n,m))*pi*n_index)).^0.5;%%

else %contraste
e(n,m)=-1;
qx(n,m)=-10;
qy(n,m)=-10;
wx(n,m)=-10;
wy(n,m)=-10;
end

    end
    end

et=e.';

figure(1)
pcolor(L,LT,et);colorbar%e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
 xlabel('Posicion del cristal [m]')
 ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
```

```
 %%Le='Distancia entre espejos curvos'



figure(2)
pcolor(1:n,1:m,et);colorbar
 xlabel('n')
 ylabel('m')



%%coordenadas en el mapa y dimensiones
 coord=[40,50];%(n,m)en mapa

 Lt=LT(coord(2));%%largo de cavidad entre espejos concavos(m)
       L1=L(coord(1));%%posicion del cristal (cara frontal)(n)
       L2=Lt-L1-t;%Longitud entre cristal y espajo M_2
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Propagacion en la cavidad ...
   estable%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


 q0=qx(coord(1),coord(2));%Condicion inicial para el plano sagital

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
 N=100; % Numero de pasos en espacio libre
 z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=VRS(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,nc0,coord1,t);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal simple_Plano sagital

wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la ...
   cavidad_Planosagital
 figure(3)
 plot(z,wx)
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wx)])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(L1+L2),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/2.2,text1)
 text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/2.5,text2)


 figure(4)
 plot(z,Rx,'b')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
 axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
q0=qy(coord(1),coord(2)); %Condicion inicial para el plano tangencial
[q_outy,z]=VRS(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,nc0,coord2,t);
 %viaje redondo completo en cavidad con
 %cristal simple_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la ...
    cavidad_Plano tangencial

 figure(5)
 plot(z,wy)
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wy)])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(L1+L2),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/2.2,text1)
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/2.5,text2)


 figure(6)
 plot(z,Ry,'b')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
 axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])


  %%Tamano de haz para ambas componentes
 figure(7)
 plot(z,wy,'b',z,wx,'r')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 6E-4])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(L1+L2),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/2.2,text1)
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/2.5,text2)
 title(['Componentes',' x & y']);
 legend({'ComponenteX','CompoenteY'},'Location','southeast')
```

C.2.1. Programas secundarios

Viaje redondo completo en cavidad con cristal simple

```
function [q,z]=VRS(L1,L2,L3,L4,R1,R2,q0,z0,N,Nc,nc0,coord,t)

step=L1/N; %%propagacion en espacio libre desde M_1 a cristal
[q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N);
```

```
z0=z1(max(size(z1))); %Factor q de ingreso al cristal
q0=q1(max(size(q1))); %Posicion de ingreso al cristal


Np=4; %pasos dentro de rebanada
for i=1:Nc
[qr,zr]=CristalNL(q0,z0,t/Nc,nc0,0,0,1,coord,Np);
 % sub-cristal(rebanada)
qc(i)=q0; %Factor q de ingreso a cada rebanada
zc(i)=z0; %Posicion de ingreso a cada rebanada
z0=zr(max(size(zr)));
 %Actualizacion de condiciones de ingreso a siguiente rebanada
q0=qr(max(size(qr)));
end


step=L2/N; %%propagacion en espacio libre desde Cristal a M_2
[q2,z2]=Free_space(q0,z0,step,N);

z0=z2(max(size(z2))); %Condiciones de incidencia en M_2
q0=q2(max(size(q2)));


[q3,z3]=Mirror2(R2,q0,z0); %%espejo M_2 concavo
   z0=z3;
  q0=q3;

  step=L3/N; %%propagacion libre hacia espejo plano
  [q4,z4]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z4(max(size(z4))); %Condiciones de incidencia sobre M_3
 q0=q4(max(size(q4)));

   [q5,z5]=Mirror3(q0,z0); %%espejo plano _M3
   z0=z5;
  q0=q5;

  step=L3/N;
  %%propagacion en espacio libre desde espejo plano M_3 hacia ...
     espejo M_2
  [q6,z6]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z6(max(size(z6))); %Condiciones de incidencia sobre M_2
 q0=q6(max(size(q6)));

 [q7,z7]=Mirror2(R2,q0,z0); %%espejo R_2
   z0=z7;
  q0=q7;

 step=L2/N; %%Propagacion en espacio libre hacia cristal
[q8,z8]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z8(max(size(z8))); %Condiciones de regreso al cristal
q0=q8(max(size(q8)));
```

```
 for i=1:Nc
 [qr2,zr2]=CristalNL(q0,z0,t/Nc,nc0,0,0,1,coord,Np);
  %Sub-cristal(rebanada)
 qc2(i)=q0; %Factor q de ingreso a cada rebanada
 zc2(i)=z0; %Posicion de ingreso a cada rebanada
 z0=zr2(max(size(zr2)));
  %Actualizacion de condiciones de ingreso a cada rebanada
 q0=qr2(max(size(qr2)));
 end

 step=L1/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_1
 [q9,z9]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z9(max(size(z9))); %Condiciones de incidencia en M_1
 q0=q9(max(size(q9)));


 [q10,z10]=Mirror1(R1,q0,z0); %%espejo M_1 concavo
    z0=z10;
   q0=q10;

    step=L4/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_4
 [q11,z11]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z11(max(size(z11))); %Condiciones de incidencia en M_4
 q0=q11(max(size(q11)));

 [q12,z12]=Mirror3(q0,z0); %%espejo plano M_4
    z0=z12;
   q0=q12;

   step=L4/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_1
 [q13,z13]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z13(max(size(z13))); %Condiciones de reincidencia sobre M_1
 q0=q13(max(size(q13)));

 [q14,z14]=Mirror1(R1,q0,z0); %%espejo M_1 concavo
    z0=z14;
   q0=q14;

%Factor q y distancia recorrida por el haz dentro de la cavidad total
 q=[q1 qc q2 q3 q4 q5 q6 q7 q8 qc2 q9 q10 q11 q12 q13 q14];
 z=[z1 zc z2 z3 z4 z5 z6 z7 z8 zc2 z9 z10 z11 z12 z13 z14];
```

Propagación dentro de cristal simple

```
function[M]=Propagacion_s(Mprev,Dz,nc0,coord)


b=Dz/nc0; %entrada 1,2 de matriz del cristal NL
 %Distincion entre componentes(Plano sagital, plano ...
    tangencial) %Efecto del
```

```
%corte en angulo de Brewster
    if(coord==1)
    c=b;
    else
    c=b/nc0^2;
    end
Me=[1 c;0 1]; %Matriz del cristal NL
M=Me*Mprev; %matriz parcial
```

C.3. Cavidad con cristal no-lineal

```
clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_2

R=max(R1,R2); %Referencia
T=0.0002; %paso
LT=0.1:T:1.15*R-T; %distancia entre espejos concavos

a=0.0; %posicion de cristal inicial(cara frontal hacia M_1)
b=0.12; %posicion final de cristal

S=0.001; %paso
L=a:S:b-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.5;
L4=L3; %longitud de brazos fija

N1=max(size(L)); %n
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %% %Ancho de cristal individual o subdivision

lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm
n2=3E-20; %%m^2/W Indice de refraccion no lineal Ti:zaf

```

```
coord1=1; %corte en angulo de Brewster, coord=1,sin efecto
coord2=2; %corte en angulo de Brewster, coord=2,con efecto

%%ESCALAMIENTO EN POTENCIA%%%%%
 Np=20; %puntos en potencia

 PC=(1.8962*(lambda_e^2))/(4*pi*n2*nc0); %Potencia critica

 PC=0.5*PC; %Potencia maxima a simular

  %generador del vector de potecias
for n=1:Np
    PL(n)=(log(n)/log(Np))*PC;
end

N3=max(size(PL)); %Tamano de vector de potencias
%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

       M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
       M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

       M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
       M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

       M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
       M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

%%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%
for j=1:N3
    for n=1:N1 %L(n)x
    for m=1:N2 %LT(m) y

        Lt=LT(m); %%largo entre espejos concavos
        L1=L(n); %%posicion del cristal(cara frontal)
        L2=Lt-L1-t; %distancia en espacio libre L_2

       M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
       M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

       M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
       M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2

%inicia propagacion
  Mpar0x=M_L1;
   %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para ...
      calcular w0x
  Mpar0y=M_L1;
```

```
  %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para ...
      calcular w0y
%Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial
  A0x=Mpar0x(1,1);
  B0x=Mpar0x(1,2);
  C0x=Mpar0x(2,1);
              D0x=Mpar0x(2,2);

              A0y=Mpar0y(1,1);
              B0y=Mpar0y(1,2);
              C0y=Mpar0y(2,1);
              D0y=Mpar0y(2,2);

  q0x=(qx(n,m)*A0x+B0x)/(qx(n,m)*C0x+D0x);
  %factorq a la entrada del cristal
  q0y=(qy(n,m)*A0y+B0y)/(qy(n,m)*C0y+D0y);
  w0x=(-lambda_e/(imag(1/q0x)*pi*n_index))^0.5;
  %ancho de haz en la entrada del cristal
  w0y=(-lambda_e/(imag(1/q0y)*pi*n_index))^0.5;


 %%primer viaje en la cavidad

 Mpar_inx=Mpar0x; %matriz de entrada al cristal
 Mpar_iny=Mpar0y;
 winx=w0x; %ancho de haz de entrada al cristal
 winy=w0y;
 qinx=q0x; %factor q de entrada al cristal
 qiny=q0y;


for i=1:Nc
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PNL(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,lambda_e...
 ,nc0,coord1);
 %Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PNL(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,lambda_e...
 ,nc0,coord2);
 %Mp matriz parcial a la salida del subcristal

 Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
 Mpar_iny=Mpar_outy;
 qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
 qiny=qouty;
 winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
 winy=wouty;
end
q0x=qoutx; %Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;

 %%regreso en cavidad%%%

M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;
%elementos de cavidad posteriores al cristal para
%calcular matriz equivalente a seccion posterior
```

```
M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
 %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20x
Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
 %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20y


A00x=M00x(1,1);
B00x=M00x(1,2);
C00x=M00x(2,1);
D00x=M00x(2,2);

A00y=M00y(1,1);
B00y=M00y(1,2);
C00y=M00y(2,1);
D00y=M00y(2,2);
 %%%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por la seccion
 %%%%%%%%posterior a el
q00x=(q0x*A00x+B00x)/(q0x*C00x+D00x);
q00y=(q0y*A00y+B00y)/(q0y*C00y+D00y);
 %Tamano de haz de regreso al cristal por la cara posterior(hacia M_2)
w00x=(-lambda_e/(imag(1/q00x)*pi*n_index))^0.5;
w00y=(-lambda_e/(imag(1/q00y)*pi*n_index))^0.5;
 %%condiciones de reingreso al cristal
winx=w00x;
 winy=w00y;
 qinx=q00x;
 qiny=q00y;
 Mpar_inx=Mpar00x;
 Mpar_iny=Mpar00y;

 for i=1:Nc
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PNL(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,...
lambda_e,nc0,coord1);
 %Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PNL(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,...
lambda_e,nc0,coord2);
 %Mp matriz parcial a la salida del subcristal
 Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
 Mpar_iny=Mpar_outy;
 qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
 qiny=qouty;
 winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
 winy=wouty;
 end
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

    MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
     %%Matriz total del sistema en plano sagital
    MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
     %%Matriz total del sistema en el plano tangencial
   %componentes de la matriz total en plano sagital
       Ax=MTotx(1,1);
```

```
        Bx=MTotx(1,2);
        Cx=MTotx(2,1);
        Dx=MTotx(2,2);
    %componentes de la matriz total en plano tangencial
        Ay=MToty(1,1);
        By=MToty(1,2);
        Cy=MToty(2,1);
        Dy=MToty(2,2);

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
%parametro de estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
%condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;

    qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
        )/abs(Bx))^-1;
    %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
    qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
        )/abs(By))^-1;
    %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial
    %%tamanos de haz al cabo de un vaje redondo completo
    wx(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qx(n,m))*pi*n_index)).^0.5;
    wy(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qy(n,m))*pi*n_index)).^0.5;%%

    else
    e(n,m)=-1;
   end

    end
    end

if(j==1)%Guardando la informacion a 0W
    QxP0=qx;
    QyP0=qy;
    WxP0=wx;
    WyP0=wy;
    U=e;
else%informacion a .5Pc
    QxPT=qx;
    QyPT=qy;
    WxPT=wx;
    WyPT=wy;
end
        coord=[65 60];
%Seleccion de coordenadas [n,m] en el mapa para evaluar
%la diferencia de tamano de haz
q00(j)=qx(coord(1),coord(2));
```

```
%guardado del factor q del haz para todas las potencias

end

et=e.'; %transpouesta para graficar mapa

figure(1)
pcolor(L,LT,et);colorbar %e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
 xlabel('Posicion del cristal[m]')
 ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
 title(['P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(2)
pcolor(1:n,1:m,et);colorbar
 xlabel('n')
 ylabel('m')

 T=abs(e-U);
 %transpouesta para graficar mapa, diferencia de mapas con 0W y 0.5Pc
 Tt=T.';

figure(3)
    pcolor(L,LT,Tt);colorbar
xlabel('Posicion del cristal[m]')
 ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
 title(['P_L= ',num2str(PL(N3)),' y 0 W']);

Ut=U.'; %Mapa de estabilidad  a 0W
figure(4)
    pcolor(L,LT,Ut);colorbar
xlabel('Posicion del cristal[m]')
 ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
 title(['P_L= ',num2str(PL(1)),'W']);

 %%%%Evaluacion de diferencia del tamano de haz inicial y
 %%%final dependiente de la potecia de emision Pl
 for i=1:N3
    q0=q00(i);
    Pl=PL(i);
 %Propagacion en Viaje Redondo

       L1=L(coord(1)); %%posicion del cristal
        Lt=LT(coord(2)); %%largo de cavidad entre espejos concavos
       L2=Lt-L1-t;

NN=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=VRK(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,NN,Nc,t,nc0,n2,Pl,...
    lambda_e,n_index,coord1);

%Calculo de las w y R

Wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
```

```
Rx=(1./real(1./q_outx));
win(i)=Wx(min(size(Wx)));
wout(i)=Wx(max(size(Wx)));
DWp(i)=abs((win(i)-wout(i))/win(i))*100;

end
 %Diferencia porcentual del tamano de haz inicial y final en un viaje
 %redondo completo dependiente de la potencia
figure(5)
 plot(PL,DWp)
 xlabel('Potencia laser (P_L)[W]')
 ylabel('Diferencia porcentual (%)')

  %Potencia para calcular el viaje redondo completo a .5Pc
 Pl=PL(N3);%W

 %dimensiones
        Lt=LT(coord(2));%%largo de cavidad entre espejos concavos(m)
        L1=L(coord(1));%%posicion del cristal (cara frontal)(n)
        L2=Lt-L1-t; %Longitud entre cristal y espajo M_2
 %%%%%%%%%%%%%
 q0=qx(coord(1),coord(2));%Condicion inicial para el plano sagital

 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

 N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=VRK(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,...
    lambda_e,n_index,coord1);
 %viaje redondo completo en cavidad con
 %cristal no-lineal_Plano sagital

wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano sagital

 figure(6)
 plot(z,wx)
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wx)])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)

 figure(7)
 plot(z,Rx,'b')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
 axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])
```

```
%%%%%%%%%%%%%
q0=qy(coord(1),coord(2)); %Condicion inicial para el plano tangencial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=VRK(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,...
    lambda_e,n_index,coord2);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano tangencial


 figure(8)
 plot(z,wy)
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wy)])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)

 figure(9)
 plot(z,Ry,'b')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
 axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
 %%Tamano de haz para ambas componentes
 figure(10)
 plot(z,wx,'b',z,wy,'r')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 7E-4])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
 title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(N3)),'W']);
 legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')

%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
q0=QxP0(coord(1),coord(2));
 %condicion inicial para potencia 0W plano sagital
  Pl=0; %potencia simulada
 %dimensiones
        Lt=LT(coord(2)); %%largo de cavidad entre espejos concavos(m)
        L1=L(coord(1)); %%posicion del cristal (cara frontal)(n)
        L2=Lt-L1-t; %Longitud entre cristal y espajo M_2
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial

 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=VRK(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
    ,n_index,coord1);
 %viaje redondo completo en cavidad con
 %cristal no-lineal_Plano sagital

wxp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rxp0=(1./real(1./q_outx));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano sagital


figure(11)
 plot(z,wxp0)
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wxp0)])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.1,text2)

 figure(12)
 plot(z,Rxp0,'b')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
 axis([0 max(z) min(Rxp0) max(Rxp0)])

  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
 q0=QyP0(coord(1),coord(2));
 %condicion inicial para potencia 0W plano tangencial
[q_outy,z]=VRK(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
    ,n_index,coord2);
 %viaje redondo completo en cavidad con
 %cristal no-lineal_Plano tangencial

wyp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Ryp0=(1./real(1./q_outy));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano tangencial
```

```
figure(13)
 plot(z,wyp0)
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wyp0)])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)

 figure(14)
 plot(z,Ryp0,'b')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
 axis([0 max(z) min(Ryp0) max(Ryp0)])


  %%Tamano de haz para ambas componentes @0W
 figure(15)
 plot(z,wxp0,'b',z,wyp0,'r')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 7E-4])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)
 title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(1)),'W']);
 legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')





  %Graficacion del tamano de haz de componentes en plano sagital  ...
     0W y .5Pc
 figure(16)
 plot(z,wx,'b',z,wxp0,'r')
 xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
 ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
 axis([0 max(z) 0 7E-4])
 text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
 text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
 text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
 text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)
 title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes X']);
 legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')



  %Graficacion del tamano de haz de componentes en plano ...
     tangencial 0W y.5Pc
```

```
figure(17)
plot(z,wy,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 7E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes Y']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')
```

C.3.1. Programas secundarios

Viaje redondo completo en cavidad con cristal no-lineal

```
function[q,z]=VRK(L1,L2,L3,L4,R1,R2,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda,n_index,coord)
%Propagacion en cavidad de 4 espejos con cristal no-lineal
step=L1/N;%%Propagacion en espacio libre desde M_1 a cristal NL
[q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N);
%Condiciones de incidencia en el cristal NL(Cara frontal)
z0=z1(max(size(z1)));
q0=q1(max(size(q1)));

win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*n_index))^0.5;
%Tamano de haz al incidir sobre cristal NL

Np=4;%Pasos dentro de cada sub-cristal(rebanada)
for i=1:Nc
[qr,zr]=CristalNL(q0,z0,t/Nc,nc0,n2,Pl,win,coord,Np);
%Sub-cristal(rebanada)
qc(i)=q0;%Condiciones de icidencia sobre cada rebanada
zc(i)=z0;%
z0=zr(max(size(zr)));
%Actualizacion de las condiciones de incidencia
%sobre la siguiente rebanada
q0=qr(max(size(qr)));
win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*nc0))^0.5;
%Tamano de haz incidente el la siguiente rebanada
end

step=L2/N;%
%propagacion en espacio libre desde Cristal NL hasta espejo ...
    concavo M_2
[q2,z2]=Free_space(q0,z0,step,N);

z0=z2(max(size(z2)));%Condiciones de incidencia sobre espejo ...
    concavo M_2
q0=q2(max(size(q2)));


```

```
[q3,z3]=Mirror2(R2,q0,z0);%%espejo concavo M_2
   z0=z3;
  q0=q3;

  step=L3/N;
  %%propagacion en espacio libre desde espejo
  %M_2 hasta espejo plano M_3 una distancia L_3
  [q4,z4]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z4(max(size(z4)));%Condiciones de incidencia sobre el espejoM_3
 q0=q4(max(size(q4)));

   [q5,z5]=Mirror3(q0,z0);%%Espejo plano M_3
   z0=z5;
  q0=q5;

  step=L3/N;
  %Propagacion en espacio libre desde M_3 hasta M_2 una ...
     distancia L_3
  [q6,z6]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z6(max(size(z6)));%Condiciones de retorno a M_2
 q0=q6(max(size(q6)));

 [q7,z7]=Mirror2(R2,q0,z0);%Espejo concavo M_2
   z0=z7;
  q0=q7;

 step=L2/N;
 %Propagacion en espacio libre desde espejo
 %M_2 una distancia L_2 hacia el cristal NL
[q8,z8]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z8(max(size(z8)));
%condiciones de incidencia en cara posterior del cristal NL
q0=q8(max(size(q8)));


win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*n_index))^0.5;
%Tamano de haz en incidencia sobre cara posterior del cristal NL

for i=1:Nc
[qr2,zr2]=CristalNL(q0,z0,t/Nc,nc0,n2,Pl,win,coord,Np);
%Sub-cristal(rebanada)
qc2(i)=q0;%Condiciones de incidencia para cada rebanada
zc2(i)=z0;
z0=zr2(max(size(zr2)));
%Actualizacion de condiciones de incidencia para la siguiente ...
   rebanada
q0=qr2(max(size(qr2)));
win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*nc0))^0.5;
%Tamano de haz incidente en la siguiente rebanada
end

step=L1/N;
%%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_1 desde crastal NL
[q9,z9]=Free_space(q0,z0,step,N);
```

```
 z0=z9(max(size(z9)));
 %Condiciones de incidencia sobre espajo concavo M_1
 q0=q9(max(size(q9)));

 [q10,z10]=Mirror1(R1,q0,z0); %Espejo concavo M_1
    z0=z10;
   q0=q10;

    step=L4/N;
    %Propagacio en espacio libre desde espejo M_1 hasta espejo ...
       plano M_4
 [q11,z11]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z11(max(size(z11))); %Condiciones de incidencia sobre M_4
 q0=q11(max(size(q11)));

 [q12,z12]=Mirror3(q0,z0); %%Espejo plano M_4
    z0=z12;
   q0=q12;

   step=L4/N;
   %Propagacion en espacio libre desde espejo M_4 hasta especjo M_1
 [q13,z13]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z13(max(size(z13)));
 q0=q13(max(size(q13)));

 [q14,z14]=Mirror1(R1,q0,z0); %Espejo concavo M_1
    z0=z14;
   q0=q14;
%Factor q y distancia recorrida por el haz a lo largo de un viaje ...
   redondo
%completo
 q=[q1 qc q2 q3 q4 q5 q6 q7 q8 qc2 q9 q10 q11 q12 q13 q14];
 z=[z1 zc z2 z3 z4 z5 z6 z7 z8 zc2 z9 z10 z11 z12 z13 z14];
```

Propagación dentro del cristal no-lineal

```
 function[M,q,w]=PNL(Mprev,q0,P,n2,win,Dz,lambda,nc0,coord)

nG=(8*n2*P)/(pi*(win)^4); %Indice de refraccion de lente GRIN
a=-1*nG*Dz; %Entrada 2,1 de la matriz del cristal NL
b=Dz/nc0; %Entrada 1,2 de la matriz del cristal NL

%Distincion entre componentes(Plano sagital, plano ...
   tangencial) %Efecto del
%corte en angulo de Brewster
    if(coord==1)
    c=b;
    else
    c=b/nc0^2;
    end

```

```
Me=[1 c;a 1]; %Matriz del cristal NL
M=Me*Mprev; %Matriz parcial

A=Me(1,1);
B=Me(1,2);
C=Me(2,1);
D=Me(2,2);

q=(q0*A+B)/(q0*C+D); %evolucion del factor q
w=(-lambda/(imag(1/q)*pi*nc0))^0.5; %calculo del tamano de haz
```

Cristal no lineal

```
 function [q,z]=CristalNL(q0,z0,t,nc0,n2,Pl,win,cord,Np)

 %Propagacion dentro del criatal NL
   q(1)=q0; %Factor q de entrada
z(1)=z0; %Posicion denentrada

step=t/Np; %%pasos dentro del cristal
nG=8*n2*Pl/(pi*(win^4)); %% Indice de refraccion lente GRIN
b=step/nc0; %entrada1,2 de la matriz del cristal NL
 %Distincion entre componentes(Plano sagital, plano ...
    tangencial) %Efecto del
 %corte en angulo de Brewster
if (cord==1)
    c=b;
else
    c=b/nc0^2;
end

for n=1:Np
    M_i=[1 c;-nG*step 1]; %Matriz del cristal NL
q(n)=(q0*M_i(1,1)+M_i(1,2))/(q0*M_i(2,1)+M_i(2,2)); %Evolucion del ...
    factor q
 %Actualizacion de las condiciones de entrada a siguiente rebanada
q0=q(n);
z(n)=z0+(n)*step;
end
```

C.4. Cavidad con efecto térmico

```
 clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_2
```

```
R=max(R1,R2); %Referencia
T=0.003; %paso
LT=0.05:T:3*R-T; %distancia entre espejos concavos

a=0.0; %posicion de cristal inicial(cara frontal hacia M_1)
b=0.3; %posicion final de cristal

S=0.003; %paso
L=a:S:b-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.1;
L4=L3; %longitud de brazos fija

N1=max(size(L)); %n
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %%%Ancho de cristal individual o subdivision

lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm
n2=3E-20; %%m^2/W Indice de refraccion no lineal Ti:zaf

coord1=1; %corte en angulo de Brewster, coord=1,sin efecto
coord2=2; %corte en angulo de Brewster, coord=2,con efecto

 %%%%%%%%%%%%%%%%constantes y parametros de bombeo%%%%
 %nc0=1.77; %532nm
lambda_b=447E-9; %longitud de onda de bombeo del cristal Ti:zaf
Dnt=13E-6; % 1/K cambio de n con la temperatura cristal Ti:zaf
alpha=4.043; %estimado a 447nm %4.11/m coeficiente a 532nm
 % de absorcion a 532nm del cristal Ti:zaf
rho=3980; %kg/m3 densidad del cristal Ti:zaf
K=33; %J/msK conductividad termica del cristal Ti:zaf
Cp=418.4; %J/kgK capacidad calorifica del cristal Ti:zaf
Kth=1.982E-5; %m^2s^-1 difusividad termica Ti:zaf
PLb=6; %W potencia de bombeo
HT=Dnt*alpha*PLb/(nc0*pi*rho*Cp*Kth);
 %%%%%%%


theta1b=0; %inclinacion de lente plano-convexa de bombeo
theta2b=theta1; %inclinacion de espejo M_1
```

```
R1b=-0.0515; %Radio de curvatura de lente plano-convexa
R2b=-R1; %Radio de curvatura de superficie posterior a espejo ...
    concavo M_1

G=.03;
%Distancia espejo M_1-lente de bombeo
F=.1;
%propagacion hacia lente de enfoque desde cintura inicial del haz ...
    de bombeo

n_1= 1.519473;
%Indice de refraccion de vidrio BK7-Lente de bombeo
n_2= 1.519473;
%Indice de refraccion de vidrio BK7-Parte posterior del espejo M_1

N=20; %Pasosos en propagacion por espacio libre
%%Condicion inicial de propagacion elejida para
%cintura inicial del haz de bombeo
W0X=1E-3;
W0Y=W0X; %
z0=0; %condicion inicial para la propagacionde bombeo fuera de cavidad
%Factor q inicial en la cintura inicial del haz de bombeo
Q0X=(1i*pi*W0X^2)/lambda_b;
Q0Y=(1i*pi*W0Y^2)/lambda_b;

[qxb,zxb]=Pbx(Q0X,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F,G,N);
%Secuancia de propagacion del
%haz de bombeo hasta atravesar
%la parte posterior de M_1_ plano sagital

%Condiciones de ingreso a la cavidad del haz de bombeo
q0X=qxb(max(size(qxb)));
z0x=zxb(max(size(zxb)));


[qyb,zyb]=Pby(Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F,G,N);
%Secuancia de propagacion del
%haz de bombeo hasta atravesar
%la parte posterior de M_1_ plano tangencial
%Condiciones de ingreso a la cavidad del haz de bombeo
q0Y=qxb(max(size(qyb)));
z0y=zxb(max(size(zyb)));
%% %Propagacion adicional para apreciar enfoque
%del sistema de bombeo en cavidad vacia%%
step=0.2/(N);
[qintra,zintra]=Free_space(q0X,z0x,step,N);
QTOT=[qxb qintra];
ZTOT=[zxb zintra];

WX=(-lambda_b./(imag(1./QTOT)*pi*n_index)).^0.5;

figure(1)
 plot(ZTOT,WX)
```

```
 xlabel('z[m]')
 ylabel('w[m]')
 axis([0 max(ZTOT) 0 max(WX)])
 text1=cat(2,'Prop=',num2str(ZTOT),' [m]');
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%ESCALAMIENTO EN ...
   POTENCIA%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
 Np=10; %puntos en potencia

Pcr=(1.8962*(lambda_e^2))/(4*pi*n2*nc0); %Potencia critica

Pcr=0.5*Pcr; %Potencia maxima a simular

 %generador del vector de potecias
for n=1:Np
    PL(n)=(log(n)/log(Np))*Pcr;
end

N3=max(size(PL)); %Tamano de vector de potencias
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

       M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
       M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

       M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
       M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

       M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
       M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

%%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%
for j=1:N3
    for n=1:N1 %L(n)
    for m=1:N2 %LT(m)
       Lt=LT(m); %%largo entre espejos concavos
        L1=L(n); %%posicion del cristal(cara frontal)
        L2=Lt-L1-t; %distancia en espacio libre L_2

       M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
       M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

       M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
       M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Secuencia de propagacion del haz de bombeo ...
   dentro de la
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%cavidad hasta el cristal no-lineal
[q_outx,z,qcx,zcx]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%plano sagital
WX=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital

[q_outy,z,qcy,zcy]=PB(q0Y,z0y,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
%plano tangencial
WY=(-lambda_b./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


      %inicia propagacion del haz de emision
  Mpar0x=M_L1;
   %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para ...
      calcular w0x
  Mpar0y=M_L1;
   %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para ...
      calcular w0y

      %Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial
               A0x=Mpar0x(1,1);
               B0x=Mpar0x(1,2);
               C0x=Mpar0x(2,1);
               D0x=Mpar0x(2,2);

               A0y=Mpar0y(1,1);
               B0y=Mpar0y(1,2);
               C0y=Mpar0y(2,1);
               D0y=Mpar0y(2,2);

                q0x=(qx(n,m)*A0x+B0x)/(qx(n,m)*C0x+D0x);
                %factorq a la entrada del cristal
                q0y=(qy(n,m)*A0y+B0y)/(qy(n,m)*C0y+D0y);
                w0x=(-lambda_e/(imag(1/q0x)*pi*n_index))^0.5;
                %ancho de haz en la entrada del cristal
                w0y=(-lambda_e/(imag(1/q0y)*pi*n_index))^0.5;


 %%primer viaje en la cavidad
 Mpar_inx=Mpar0x;%matriz de entrada al cristal
 Mpar_iny=Mpar0y;
 winx=w0x;%ancho de haz de entrada al cristal
 winy=w0y;
 qinx=q0x;%factor q de entrada al cristal
 qiny=q0y;


for i=1:Nc
     h2x=HT/(WX(i))^2;%contribucion de lentetermica(h_t)
     h2y=HT/(WY(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x...
```

```
,lambda_e,coord1);
%%Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y...
,lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del subcristal

 Mpar_inx=Mpar_outx;%Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
 Mpar_iny=Mpar_outy;
 qinx=qoutx;%factor q hasta i-esima rebanada de cristal
 qiny=qouty;
 winx=woutx;%tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
 winy=wouty;
end
q0x=qoutx;%Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;
%Inversion de la distribucion de bombeo generada para el haz
%contrapropagante
 for i=1:Nc
     WXi(i)=WX(Nc-i+1);
     WYi(i)=WY(Nc-i+1);
 end

 %%regreso en cavidad%%%
%elementos de cavidad posteriores al cristal
%para calcular matriz equivalente a seccion posterior
M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;

M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

  Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
   %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal 4 para ...
      calcular w20x
  Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
   %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal 4 para ...
      calcular w20y

            A00x=M00x(1,1);
            B00x=M00x(1,2);
            C00x=M00x(2,1);
            D00x=M00x(2,2);

            A00y=M00y(1,1);
            B00y=M00y(1,2);
            C00y=M00y(2,1);
            D00y=M00y(2,2);
            %%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por ...
                la seccion
            %%%%%%%posterior a el

        q00x=(q0x*A00x+B00x)/(q0x*C00x+D00x);
        q00y=(q0y*A00y+B00y)/(q0y*C00y+D00y);
        %Tamano de haz de regreso al cristal por la cara ...
           posterior(hacia M_2)
        w00x=(-lambda_e/(imag(1/q00x)*pi*n_index))^0.5;
```

```
        w00y=(-lambda_e/(imag(1/q00y)*pi*n_index))^0.5;
%%condiciones de reingreso al cristal
 winx=w00x;
 winy=w00y;
 qinx=q00x;
 qiny=q00y;
 Mpar_inx=Mpar00x;
 Mpar_iny=Mpar00y;

 for i=1:Nc

     h2x=HT/(WXi(i))^2; %contribucion de lentetermica
     h2y=HT/(WYi(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x...
,lambda_e,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y...
,lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento

 Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
 Mpar_iny=Mpar_outy;
 qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
 qiny=qouty;
 winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
 winy=wouty;
 end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

   MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
    %%Matriz total del sistema en plano sagital
   MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
    %%Matriz total del sistema en el plano tangencial
  %componentes de la matriz total en plano sagital
     Ax=MTotx(1,1);
     Bx=MTotx(1,2);
     Cx=MTotx(2,1);
     Dx=MTotx(2,2);
  %componentes de la matriz total en plano tangencial
     Ay=MToty(1,1);
     By=MToty(1,2);
     Cy=MToty(2,1);
     Dy=MToty(2,2);

     estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano ...
         sagital
     estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano ...
         tangencial

     estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
      %parametro de estabilidad en ambos planos

```

```
    if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
       estabilidady≥-1)&&(L2>0))
         %condiciones de estabilidad

     e(n,m)=estabilidad;

     qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
        )/abs(Bx))^-1;
     %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
     qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
        )/abs(By))^-1;
     %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial
     wx(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qx(n,m))*pi*n_index)).^0.5;
     %%tamanos de haz al cabo de un vaje redondo completo
     wy(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qy(n,m))*pi*n_index)).^0.5; %%
     else %contraste
     e(n,m)=-1;
    end

     end
     end

if(j==1) %guardado de informacion para potemcia 0W
     QxP0=qx;
     QyP0=qy;
     WxP0=wx;
     WyP0=wy;
     U=e;
end
     coord=[40 50]; %Seleccion de coordenadas [y,x]=[n,m]
q00(j)=qx(coord(1),coord(2));
%factores q almacendaos para evaluar diferecnia en tamano de haz

end

%%%%%Mapas de estabilidad

et=e.'; %Transpuestas para graficar Mapas de estabilidad
T=abs(e-U); %diferencia en mapas de 0Wy 0.5Pc
Tt=T.';
Ut=U.';
figure(2)
pcolor(L,LT,et);colorbar %e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
 xlabel('Posicion del cristal[m]')
 ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')
 title(['PL= ',num2str(PL(N3)),'W']);


figure(3)
pcolor(1:n,1:m,et);colorbar
 xlabel('n')
 ylabel('m')

figure(4)
```

```
    pcolor(L,LT,Tt);colorbar
 xlabel('Posicion del cristal[m]')
 ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')
 title(['PL= ',num2str(PL(N3)),' y 0 W']);

figure(5)
    pcolor(L,LT,Ut);colorbar
xlabel('Posicion del cristal[m]')
 ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')
 title(['PL= ',num2str(PL(1)),'W']);

for i=1:N3
    q0=q00(i); %factores q almacenados para cada valor en ...
        escalamiento de potencia
    Pl=PL(i); %potencia de operacion
  %Propagacion en Viaje Redondo

N=100; %pasos
       L1=L(coord(1)); %%posicion del cristal
        Lt=LT(coord(2)); %%largo de cavidad entre espejos concavos
       L2=Lt-L1-t; %longitud entre cristal y espejo M_2
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b...
,n_index);
    %propagacion intracavidad de haz de bombeo

 winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %distribucion de ...
    bombeo
  %inversion de distribucion
 for j=1:Nc
     Wix(j)=winbx(Nc-j+1);
 end

  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Propagacion en plano sagital del haz de emision
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);

%Calculo de tamano de haz y diferencia entre haz de bombeo al ...
   inicio y
%final de viaje redondo completo
Wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;

win(i)=Wx(min(size(Wx))); %Tamano inicial
wout(i)=Wx(max(size(Wx))); %Tamano final
DWp(i)=abs((win(i)-wout(i))/win(i))*100; %diferencia porcentual

end
%%Diferencia en tamano de haz en viaje redondo completo
figure(6)
 plot(PL,DWp)
 xlabel('PL[W]')
 ylabel('Dw[%]')
```

```
%%%%%%%%%%Dimensiones y
%%%%%%%%%%%%%%%potencia de
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%operacion
Pl=PL(N3); %W
        L1=L(coord(1)); %%posicion del cristal
        Lt=LT(coord(2)); %%largo de cavidad entre espejos concavos
        L2=Lt-L1-t; %longitud entre cristal y espejo M_2
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

 q0=qx(coord(1),coord(2));
 %factor q inicial para iniciar propagacion en plano sagital
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
  %distribucion de bombeo en plano sagital

 winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %Distribucion de ...
    bombeo
 %inversion de distribucion de bombeo
 for i=1:Nc
     Wix(i)=winbx(Nc-i+1);
 end
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con

%cristal no-lineal_Plano sagital

wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la ...
   cavidad_Plano sagital

 figure(7)
 plot(z,wx)
 xlabel('z[m]')
 ylabel('w[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wx)])
 text1=cat(2,'Distancia entre espejos curvos=',num2str(Lt),' [m]');
 text2=cat(2,'Posicion del cristal=',num2str(L1),' [m]');
 text(z(length(z)/2), wx(length(wx))/1.2,text1)
 text(z(length(z)/2), wx(length(wx))/1.5,text2)


 figure(8)
 plot(z,Rx,'b')
```

```
 xlabel('z[m]')
 ylabel('R[m]')
 axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])

% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

q0=qy(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano sagital
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0Y,z0y,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b...
,n_index);
  %Distribucion de bombeo
 %inversion de distribucion de bombeo
 winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
 for i=1:Nc
     Wiy(i)=winby(Nc-i+1);
 end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la ...
   cavidad_Plano tangencial


 figure(9)
 plot(z,wy)
 xlabel('z[m]')
 ylabel('w[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wy)])
 text1=cat(2,'Distancia entre espejos curvos=',num2str(Lt),' [m]');
 text2=cat(2,'Posicion del cristal=',num2str(L1),' [m]');
 text(z(length(z)/2), wy(length(wy))/1.2,text1)
 text(z(length(z)/2), wy(length(wy))/1.5,text2)


 figure(10)
 plot(z,Ry,'b')
 xlabel('z[m]')
 ylabel('R[m]')
 axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])
%%%%%%%%%%%%%%%%%%Ambas compomentes%%%%%%%%%

 figure(11)
 plot(z,wy,'b',z,wx,'r')
 xlabel('z[m]')
```

```
 ylabel('w[m]')
 axis([0 max(z) 0 7E-4])
 text1=cat(2,'Distancia entre espejos curvos=',num2str(Lt),' [m]');
 text2=cat(2,'Posicion del cristal=',num2str(L1),' [m]');
 text(z(length(z)/2), wy(length(wy))/1.2,text1)
 text(z(length(z)/2), wy(length(wy))/1.5,text2)
 title(['Direcciones','x & y @',num2str(PL(N3)),'W']);
 %%%%%%%%%%%%%%%%Propagacion a 0W

Pl=PL(1); %Potencia de operacion
q0=QxP0(coord(1),coord(2));
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b...
,n_index);
  %Distribucion de bombeo
 %inversion de distribucion de bombeo

 winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
 for i=1:Nc
     Wix(i)=winbx(Nc-i+1);
 end
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital

wxp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rxp0=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la ...
   cavidad_Plano sagital


%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
   curvatutra_plano
%sagital
figure(12)
 plot(z,wxp0)
 xlabel('z[m]')
 ylabel('w[m]')
 axis([0 max(z) 0 max(wxp0)])
 text1=cat(2,'distancia entre espejos curvos=',num2str(Lt),' [m]');
 text2=cat(2,'Posicion del cristal=',num2str(L1),' [m]');
 text(z(length(z)/2), wx(length(wxp0))/1.2,text1)
 text(z(length(z)/2), wx(length(wxp0))/1.5,text2)


 figure(13)
 plot(z,Rxp0,'b')
 xlabel('z[m]')
```

```
ylabel('R[m]')
axis([0 max(z) min(Rxp0) max(Rxp0)])

 %Anchos de haz a 0W y 0.5Pc
  figure(14)
plot(z,wx,'b',z,wxp0,'r')
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([0 max(z) 0 6E-4])
text1=cat(2,'Cavidad interna=',num2str(Lt),' [m]');
text2=cat(2,'Posicion del cristal=',num2str(L1),' [m]');
text(z(length(z)/2), wx(length(wx))/1.2,text1)
text(z(length(z)/2), wx(length(wx))/1.5,text2)
title(['Potencias','0 y ',num2str(PL(N3)),'W']);
```

C.4.1. Programas secundarios

Viaje redondo completo en cavidad con efecto térmico

```
 function [q,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1,R2,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,...
lambda,n_index,coord,winb,Wi,HT)

step=L1/N; %%propagacion en espacio libre desde M_1 a cristal
[q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N); %propagacion por espacio libre

z0=z1(max(size(z1))); %posicion de llagada al cristal
q0=q1(max(size(q1))); %factor q de llegada al cristal

win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*n_index))^0.5;
 % win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*n_index))^0.5;

Np=4; %pasos en cada rebanada
for i=1:Nc
[qr,zr]=CristalNL_T(q0,z0,t/Nc,nc0,n2,Pl,win,coord,Np,HT,winb(i));
 %cristal NL

z0=zr(max(size(zr))); %condiciones de ingreso a siguiente rebanada
                %o al salir del cristal total
q0=qr(max(size(qr))); %
win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*nc0))^0.5;
 %Tamano de haz al ingreso de cada rebanada

qc(i)=q0; %factor q a la salida de cada rebanada
zc(i)=z0; %posicion de salida en cada rebanada
end

step=L2/N; %%propagacion en espacio libre desde Cristal a M_2
[q2,z2]=Free_space(q0,z0,step,N);

z0=z2(max(size(z2))); %Posicion de llegada al espejo M_2
q0=q2(max(size(q2))); %Factor q de llegada al espejo M_2
```

```
[q3,z3]=Mirror2(R2,q0,z0); %%espejo M_2 concavo
z0=z3; %Posicion de salida de espejo
q0=q3; %factor q de salida de espejo

step=L3/N; %%propagacion libre hacia espejo plano
[q4,z4]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z4(max(size(z4))); %Posicion de llegada a espejo plano
q0=q4(max(size(q4))); %Factoe q de leggada a espejo plano

[q5,z5]=Mirror3(q0,z0); %%espejo plano
z0=z5; %Condiciones de salida de haz
q0=q5;

step=L3/N;
%%propagacion en espacio libre desde espejo plano hacia espejo M_2
[q6,z6]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z6(max(size(z6))); %Posicion de regreso al espejo M_2
q0=q6(max(size(q6))); %Factor q de regreso al espejo M_2

[q7,z7]=Mirror2(R2,q0,z0); %%espejo M_2
z0=z7; %Condiciones de salida de haz
q0=q7;

step=L2/N; %%Propagacion en espacio libre hacia cristal
[q8,z8]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z8(max(size(z8))); %Posicion de regreso al cristal
q0=q8(max(size(q8))); %Factor q de regreso al cristal


win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*n_index))^0.5;
%Tamano de haz de entrada al cristal



for i=1:Nc
[qr2,zr2]=CristalNL_T(q0,z0,t/Nc,nc0,n2,Pl,win,coord,Np,HT,Wi(i));
%Cristal NL

z0=zr2(max(size(zr2))); %Posicion de enctrada a siguiente rebanada
q0=qr2(max(size(qr2))); %Factor q de entrada a siguiente rebanada
win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*nc0))^0.5;
%Tamano de haz de entrasa a siguiente rebanada
qc2(i)=q0; %Factor q de salida de rebanada
zc2(i)=z0; %Posicion de salida de rebanada
end

step=L1/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_1
[q9,z9]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z9(max(size(z9))); %Posicion de llegada al espejo M_1
q0=q9(max(size(q9))); %Factor q de llegada al espejo M_1
```

```
[q10,z10]=Mirror1(R1,q0,z0); %%espejo M_1 concavo
z0=z10; %Posicion de salida
q0=q10; %Factor q de salida

step=L4/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_4
[q11,z11]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z11(max(size(z11))); %Posicion de llegada a espejo M_4
q0=q11(max(size(q11))); %Factor q de llegada a espejo M_4

[q12,z12]=Mirror3(q0,z0); %%espejo plano M_4
z0=z12; %Posicion de salida
q0=q12; %Factor q de salida

step=L4/N; %%Propagacion en espacio libre hacia espejo M_4
[q13,z13]=Free_space(q0,z0,step,N);
z0=z13(max(size(z13))); %Posicion de regreso a M_1
q0=q13(max(size(q13))); %Factor q de regreso a M_1

[q14,z14]=Mirror1(R1,q0,z0); %%espejo M_1 concavo
z0=z14; %Posicion de salida de M_1
q0=q14; %Factor q de salida de M_1

%Factor q y posicion del haz en viaje redondo completo
q=[q1 qc q2 q3 q4 q5 q6 q7 q8 qc2 q9 q10 q11 q12 q13 q14];
z=[z1 zc z2 z3 z4 z5 z6 z7 z8 zc2 z9 z10 z11 z12 z13 z14];
```

Propagación dentro del cristal no-lineal

```
 function[M,q,w]=PC(Mprev,q0,P,n2,win,Dz,nc0,h2T,lambda,coord)
                  %Propagacion en sub-cristal
nG=(8*n2*P)/(pi*(win)^4); %Indice de refraccionde lente GRIN
b=Dz/nc0; %entrada 1,2 de matriz de sub-cristal
a=-1*(nG+nc0*h2T)*Dz; %entrada 2,1 de matriz de sub_cristal
%Distincion entre componentes del haz para anadir efecto de corte ...
   en angulo
%de Brewster en plano tangencial
    if(coord==1)
    c=b;
    else
    c=b/nc0^2;
    end

Me=[1 c;a 1]; %matriz del sub-cristal
M=Me*Mprev; %matriz parcial

A=Me(1,1);
B=Me(1,2);
C=Me(2,1);
D=Me(2,2); %entradas de matriz parcial

q=(q0*A+B)/(q0*C+D); %evolucion den factor q
```

```
w=(-lambda/(imag(1/q)*pi*nc0))^0.5; %Tamano de haz calculado
```

Cristal no lineal con efecto térmico

```
 function [q,z]=CristalNL_T(q0,z0,t,nc0,n2,Pl,win,coord,Nc,HT,winb)
 %Propagacion de haz dentro de cristal

q(1)=q0; %condiciones inicial de entrada al cristal
z(1)=z0; %posicion de partida

step=t/Nc; %%pasos dentro del cristal
nG=8*n2*Pl/(pi*(win^4)); %% indice de refraccion lente GRIN
b=step/nc0; %entrada 1,2 de la matriz del cristal
h2T=HT/(winb^2); %contribucion de lente termica
a=-1*(nG+nc0*h2T); % parte de la entrada 2,1 de la matriz del cristal

 %Distincion entre componentes del haz para anadir efecto de corte ...
    en angulo
 %de Brewster en plano tangencial
 %c= entrada 2,1 de la matriz del cristal
if (coord==1)
    c=b;
else
    c=b/nc0^2;
end
 %Propagacion dentro del cristal
for n=1:Nc
    M_i=[1 c;a*step 1]; %matriz del cristal
q(n)=(q0*M_i(1,1)+M_i(1,2))/(q0*M_i(2,1)+M_i(2,2)); %evolucion del ...
    factor q
 %actualizacion de condiciones
q0=q(n);
z(n)=z0+(n)*step;
end
```

Propagación del haz de bombeo hasta el cristal no-lineal

```
 function [q,z,qc,zc]=PB(q0,z0,ZF,N,t,nc0,coord,Nc,lambda,n_index)

step=ZF/(N); %%propagacion en espacio libre desde entrada a la ...
    cavidad hasta el cristal
 [q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N);
 z0=z1(max(size(z1)));
 q0=q1(max(size(q1)));

 win=(-lambda/(imag(1/q0)*pi*n_index))^0.5; %ancho de haz calculado

 nnl=0; %haz de bombeo no ve NL
```

```
 Ple=0; %haz de bombeo no ve NL
 HT=0; %haz no afectado por lente termicia
 winb=1; %para evitar error en computo
 [q2,z2]=CristalNL_T(q0,z0,t,nc0,nnl,Ple,win,coord,Nc,HT,winb); %%Nc ... pasos en cristal de longitud total t


qc=[q1 q2]; %factor q para propagacion hasta final de cristal
zc=[z1 z2]; %distancia de propagacion total hasta final del cristal
q=q2; %factor q dentro del cristal
z=z2; %posiciones dentro del cristal
```

Propagación del haz de bombeo hasta el espejo M_1

Plano sagital

```
 function [q,z]=Pbx(q0,z0,R1,R2,n1,n2,theta1,theta2,F,G,N)

step=F/N; %paso en espacio libre
 %%propagacion en espacio libre desde cintura de haz de bombeo a ... lente de bombeo
 [q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N);

 z0=z1(max(size(z1))); %Condiciones de ingreso a lente de bombeo
 q0=q1(max(size(q1)));

 [q2,z2]=Lente_enfoque_x(R1,q0,z0,n1,theta1); %Lente de bombeo
 z0=z2; %Condiciones de salida de lente de bombeo
 q0=q2;

step=G/N; %paso en espacio libre
 %%propagacion en espacio libre desde lente a espejo
[q3,z3]=Free_space(q0,z0,step,N);

 z0=z3(max(size(z3))); %Condiciones de ingreso a parte posterior ... del espejo de entrada
 q0=q3(max(size(q3)));

 [q4,z4]=Espejo_entradax(R2,q0,z0,n2,theta2); %Parte posterior de ... espejo de entrada
 z0=z4; %Condiciones de salida de parte posterior del espejo de ... entrada
 q0=q4;

 q=[q1 q2 q3 q4]; %Factor q y posiciones a lo largo del sistema de ... bombeo
 z=[z1 z2 z3 z4];
```

Plano tangencial

```
 function [q,z]=Pby(q0,z0,R1,R2,n1,n2,theta1,theta2,F,G,N)
```

```
step=F/(N); %paso en espacio libre
%%propagacion en espacio libre desde cintura de haz de bombeo a ...
    lente de bombeo
[q1,z1]=Free_space(q0,z0,step,N);

z0=z1(max(size(z1))); %Condiciones de ingreso a lente de bombeo
q0=q1(max(size(q1)));

[q2,z2]=Lente_enfoque_y(R1,q0,z0,n1,theta1); %Lente de bombeo
z0=z2; %Condiciones de salida de lente de bombeo
q0=q2;

step=G/(N); %paso en espacio libre
%%propagacion en espacio libre desde lente a espejo
[q3,z3]=Free_space(q0,z0,step,N);

z0=z3(max(size(z3))); %Condiciones de ingreso a parte posterior ...
    del espejo de entrada
q0=q3(max(size(q3)));

[q4,z4]=Espejo_entraday(R2,q0,z0,n2,theta2); %Parte posterior de ...
    espejo de entrada
z0=z4; %Condiciones de salida de parte posterior del espejo de ...
    entrada
q0=q4;

q=[q1 q2 q3 q4]; %Factor q y posiciones a lo largo del sistema de ...
    bombeo
z=[z1 z2 z3 z4];
```

C.4.2. Elementos ópticos de sistema de bombeo

Lente de bombeo
Plano sagital

```
function [q,zout]=Lente_enfoque_x(R,q,zin,n,theta)
%Propagacion por lente plano-convexa de bombeo
mu=(n^2- sin(theta)^2)^0.5-cos(theta); %Parametro por inclinacion ...
    de la lente
  M_R1=[1 0;mu/R 1]; %matriz de la lente de enfoque
  %superficie plana obviada por tener matriz unitaria

  q=(q*M_R1(1,1)+M_R1(1,2))/(q*M_R1(2,1)+M_R1(2,2)); %evolucion de ...
      factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

Plano tangencial

```
function [q,zout]=Lente_enfoque_y(R,q,zin,n,theta)
```

```
%Propagacion por lente plano-convexa de bombeo
alpha=((n^2-sin(theta)^2)^0.5)/(n*cos(theta)); %Parametros por ... inclinacion de la lente
beta=(n/cos(theta))-(n/(n^2-(sin(theta))^2)^0.5);
  M_1=[alpha 0;beta/R 1/alpha]; %matriz de la lente de ... enfoque_lado convexo
  M_2=[1/alpha 0;0 alpha]; %matriz de la lente de enfoque_lado plano
  M_LF=M_2*M_1; %matriz total de lente plano_convexa


  q=(q*M_LF(1,1)+M_LF(1,2))/(q*M_LF(2,1)+M_LF(2,2)); %evolucion de ... factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

Parte posterior del espejo M_1

Plano sagital

```
function [q,zout]=Espejo_entradax(R,q,zin,n,theta)
%propagacion por parte posterior de espejo de entrada M_1
mu=(n^2- sin(theta)^2)^0.5-cos(theta); %Parametro por inclinacion ... de espejo


  M_LF=[1 0;-mu/R 1]; %matriz total de 'Lente'(espaldas de M_1)

  q=(q*M_LF(1,1)+M_LF(1,2))/(q*M_LF(2,1)+M_LF(2,2)); %evolucion de ... factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

Plano tangencial

```
function [q,zout]=Espejo_entraday(R,q,zin,n,theta)
%propagacion por parte posterior de espejo de entrada M_1
alpha=((n^2-sin(theta)^2)^0.5)/(n*cos(theta)); %Parametros por ... inclinacion de espejo
beta=(n/cos(theta))-n/((n^2-sin(theta)^2)^.5);

  M_1=[alpha 0;0 1/alpha]; %matriz de parte posterior de M_1_lado ... plano
  M_2=[1/alpha 0;-beta/R alpha]; %matriz de parte posterior de ... M_1_lado curvo
  M_LF=M_2*M_1; %matriz total de 'Lente'(espaldas de M_1)

  q=(q*M_LF(1,1)+M_LF(1,2))/(q*M_LF(2,1)+M_LF(2,2)); %evolucion de ... factor q
  zout=zin; %posicion de salida
```

C.4.3. Ajuste al espectro de absorción

```
clear all
close all
%Ajuste al espectro de absorcion del cristal ti:zaf
X=400E-9:1E-9:650E-9; %Rango en ongitud de onda
FWHM1=60E-9; %2 X 453-483-513nm %Ancho a media altura
FWHM2=90E-9; %2 x 505-550-595nm
w01=FWHM1/(sqrt(2*log(2))); %Ancho de la gausiana
w02=FWHM2/(sqrt(2*log(2)));

Y1=0.85*exp(-2.*(X-483E-9).^2/w01^2);
Y2=0.7*exp(-2.*(X-550E-9).^2/w02^2);
Y=Y1+Y2; %curva
figure(1)
 plot(X,Y)
 xlabel('Longitud de onda [nm]')
 ylabel('Intensidad relativa(adim.)')



figure(2)
plot(X,Y1,'r',X,Y2,'g',X,Y,'b'), hold on
xlabel('Longitud de onda [nm]')
ylabel('Intensidad relativa (adim.)')
axis([min(X) max(X) 0 1.1])

plot([453E-9 513E-9],[0.425 0.425],'--r','Linewidth',0.1) %Ancho 1
plot([505E-9 595E-9],[0.35 0.35],'--g','Linewidth',0.1) %Ancho 2
plot([455E-9 580E-9],[0.5 0.5],'--b','Linewidth',0.1) %Ancho total
legend({'Gaussiana 1','Gaussiana ...
    2','Ajuste','FWHM_1','FWHM_2','FWHM_T'}...
     ,'Location','northeast')
set(legend,'color','none');
set(legend, 'Box', 'off');

 N=max(size(X));
 for i=1:N
 if(X(i)-447E-9==0)
     Ypump=Y(i);
 ipump=i;

 end

 end
```

C.5. Centro móvil

```
 clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_1
```

```
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo concavo M_2

R=max(R1,R2); %Referencia
T=0.0002; %Paso
LT=0.1:T:1.15*R-T; %distancia entre espejos concavos

a=0.03; %posicion de cristal inicial(cara frontal hacia M_1)
b=0.08; %posicion final de cristal

S=0.0003; %paso
L=a:S:b-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.5; %Longitud de brazos
L4=L3;

N1=max(size(L)); %n
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %%%Ancho de cristal individual o subdivision

lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm
n2=3E-20; %%m^2/W Indice de refraccion no lineal Ti:zaf

coord1=1; %corte en angulo de Brewster, coord=1,sin efecto
coord2=2; %corte en angulo de Brewster, coord=2,con efecto


% %%%%%%%%%%%%%%constantes y parametros de bombeo%%%%
%nc0=1.77; %532nm
lambda_b=447E-9; %longitud de onda de bombeo del cristal Ti:zaf
Dnt=13E-6; % 1/K cambio de n con la temperatura cristal Ti:zaf
alpha=4.043; %estimado a 447nm %4.11/m coeficiente a 532nm
% de absorcion a 532nm del cristal Ti:zaf
rho=3980; %kg/m3 densidad del cristal Ti:zaf
K=33; %J/msK conductividad termica del cristal Ti:zaf
Cp=418.4; %J/kgK capacidad calorifica del cristal Ti:zaf
Kth=1.982E-5; %m^2s^-1 difusividad termica Ti:zaf
PLb=6; %W potencia de bombeo
HT=Dnt*alpha*PLb/(nc0*pi*rho*Cp*Kth);


%%%BOMBEO
```

```
theta1b=0; %inclinacion de lente plano-convexa de bombeo
theta2b=theta1; %inclinacion de espejo M_1

R1b=-0.0515; %Radio de curvatura de lente plano-convexa
R2b=-R1; %Radio de curvatura de superficie posterior a espejo ...
    concavo M_1

G=.06; %Distancia espejo M_1-lente de bombeo
F=.1; %propagacion hacia lente de enfoque
 %desde cintura inicial del haz de bombeo


n_1=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Lente de bombeo
n_2=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Parte
 %posterior del espejo M_1

N=20; %Pasosos en propagacion por espacio libre
 %%Condicion inicial de propagacion elejida
 %para cintura inicial del haz de bombeo
W0X=1E-3;
W0Y=W0X; %
z0=0;
 %condicion inicial para la propagacion de bombeo fuera de cavidad

Q0X=(1i*pi*W0X^2)/lambda_b;
 %Factor q inicial en la cintura inicial del haz de bombeo
Q0Y=(1i*pi*W0Y^2)/lambda_b;

[qxb,zxb]=Pbx(Q0X,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F,G,N);
 %Secuancia de propagacion del

 %haz de bombeo hasta atravesar

 %la parte posterior de M_1_ plano sagital
 %Condiciones de ingreso a la cavidad del haz de bombeo
q0X=qxb(max(size(qxb)));
z0x=zxb(max(size(zxb)));

[qyb,zyb]=Pby(Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F,G,N);
 %Secuancia de propagacion del
 %haz de bombeo hasta atravesar
 %la parte posterior de M_1_ plano tangencial
 %Condiciones de ingreso a la cavidad del haz de bombeo
q0Y=qyb(max(size(qyb)));
z0y=zyb(max(size(zyb)));

 %%ESCALAMIENTO EN POTENCIA%%
Np=30; %puntos en potencia

Pc=(1.8962*(lambda_e^2))/(4*pi*n2*nc0); %Potencia critica

Pc=0.5*Pc; %Potencia maxima a simular

```

```
%generador del vector de potecias
for n=1:Np
PL(n)=(log(n)/log(Np))*Pc;
end

N3=max(size(PL)); %Tamano de vector de potencias
%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
%%%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
zi=0;
%Generacion para integrar el poder focal del medio activo
for n=1:Nc

Zc(n)=zi+(n-1)*Dz;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%

for j=1:N3
for n=1:N1 %L(n)
for m=1:N2 %LT(m)


Lt=LT(m); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(n); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11; %%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2

M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2

%%%%%%%Secuencia de propagacion del haz de bombeo dentro de la
%%%%%%%cavidad hasta el cristal no-lineal
[q_outx,z,qcx,zcx]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
```

```
%plano sagital
WX=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital

[q_outy,z,qcy,zcy]=PB(q0Y,z0y,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
%plano tangencial
WY=(-lambda_b./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano tangencial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%inicia propagacion del haz de emision
Mpar0x=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0x
Mpar0y=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0y

%Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial
A0x=Mpar0x(1,1);
B0x=Mpar0x(1,2);
C0x=Mpar0x(2,1);
D0x=Mpar0x(2,2);

A0y=Mpar0y(1,1);
B0y=Mpar0y(1,2);
C0y=Mpar0y(2,1);
D0y=Mpar0y(2,2);
%factorq a la entrada del cristal
q0x=(qx(n,m)*A0x+B0x)/(qx(n,m)*C0x+D0x);
q0y=(qy(n,m)*A0y+B0y)/(qy(n,m)*C0y+D0y);
%ancho de haz en la entrada del cristal
w0x=(-lambda_e/(imag(1/q0x)*pi*n_index))^0.5;
w0y=(-lambda_e/(imag(1/q0y)*pi*n_index))^0.5;


%%primer viaje en la cavidad
Mpar_inx=Mpar0x; %matriz de entrada al cristal
Mpar_iny=Mpar0y;
winx=w0x; %ancho de haz de entrada al cristal
winy=w0y;
qinx=q0x; %factor q de entrada al cristal
qiny=q0y;
%%Iniciando suma de areas y diferecnia de volumenes en 0
AT=0; %Suma total de area transversal de haces
DVT=0; %Suma total de diferencia de volumenes de haces
for i=1:Nc
h2x=HT/(WX(i))^2; %contribucion de lentetermica(h_t)
h2y=HT/(WY(i))^2;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%
nGx=(8*n2*PL(j))/(pi*(winx)^4); %indice de refraccion de lente GRIN
nGy=(8*n2*PL(j))/(pi*(winy)^4);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%
A_e=winx*winy*pi; %Area transvesal de haz emision dentro de medio ...
    activo
A_b=WX(i)*WY(i)*pi;
```

```
%Area transversal de haz de bombeo dentro de medio activo

V_e=A_e*Dz; %%Volumen de segmento-Haz de emision
V_b=A_b*Dz; %%Volumen de segmento-Haz de bombeo

A=A_e+A_b; %Suma de las areas para cada segmento
AT=AT+A; %Suma total de areas

DV=V_e-V_b; %%%diferecnia de volumen entre haces eun un segmento ...
    de cristal

DVT=DVT+DV; %suma total de las diferencias en volumen entre haces

integrandox(i)=nGx+nc0*h2x; %Integrandos para calcular poder focal
integrandoy(i)=nGy+nc0*h2y;
%%%%%%%%%%%5%
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%%Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del subcristal

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
DVT=abs(DVT); %Diferencia total de volumen entre haces
q0x=qoutx; %Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;
%Inversion de la distribucion de bombeo generada para el haz
%contrapropagante
for i=1:Nc+1
WXi(i)=WX(Nc-i+2);
WYi(i)=WY(Nc-i+2);
end

%%regreso en cavidad%%%



M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;
%elementos de cavidad posteriores al cristal
%para calcular matriz equivalente a seccion posterior
M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal  para calcular ...
    w20x
Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
```

```
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal  para calcular ...
    w20y

A00x=M00x(1,1);
B00x=M00x(1,2);
C00x=M00x(2,1);
D00x=M00x(2,2);

A00y=M00y(1,1);
B00y=M00y(1,2);
C00y=M00y(2,1);
D00y=M00y(2,2);
%%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por la seccion
%%%%%%%posterior a el

q00x=(q0x*A00x+B00x)/(q0x*C00x+D00x);
q00y=(q0y*A00y+B00y)/(q0y*C00y+D00y);
%Tamano de haz de regreso al cristal por la cara posterior(hacia M_2)
w00x=(-lambda_e/(imag(1/q00x)*pi*n_index))^0.5;
w00y=(-lambda_e/(imag(1/q00y)*pi*n_index))^0.5;
%%condiciones de reingreso al cristal
winx=w00x;
winy=w00y;
qinx=q00x;
qiny=q00y;
Mpar_inx=Mpar00x;
Mpar_iny=Mpar00y;

for i=1:Nc

h2x=HT/(WXi(i))^2; %contribucion de lentetermica
h2y=HT/(WYi(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
%%Matriz total del sistema en plano sagital
MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
%%Matriz total del sistema en el plano tangencial
%componentes de la matriz total en plano sagital
```

```matlab
Ax=MTotx(1,1);
Bx=MTotx(1,2);
Cx=MTotx(2,1);
Dx=MTotx(2,2);
 %componentes de la matriz total en plano tangencial
Ay=MToty(1,1);
By=MToty(1,2);
Cy=MToty(2,1);
Dy=MToty(2,2);

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
 %parametro de estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
 %condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;

qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(Bx))^-1;
 %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(By))^-1;
 %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial
wx(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qx(n,m))*pi*n_index)).^0.5;
 %%tamanos de haz al cabo de un vaje redondo completo
wy(n,m)=(-lambda_e./(imag(1./qy(n,m))*pi*n_index)).^0.5; %%

Pfocalx(n,m)=trapz(Zc,integrandox); %integracion discreta del ...
    poder focal
Pfocaly(n,m)=trapz(Zc,integrandoy); %integracion discreta del ...
    poder focal
At(n,m)=AT; %Suma total de areas de haces
Dvt(n,m)=DVT; %Suma total de diferencia entre haces

else
e(n,m)=-1; %contraste

qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;
wx(n,m)=0;
wy(n,m)=0;

Pfocalx(n,m)=-20; %contraste
Pfocaly(n,m)=-20;
At(n,m)=0; %contraste
Dvt(n,m)=0;
 %
end

```

```
if(j==1)
e0(n,m)=e(n,m); %mapa de estabilidad a 0W
end
%%Para asegurar que la cavidad sea estable tanto a 0w como a .5Pc ...
    en al
%%misma region
if(e0(n,m)==-1 && e(n,m)≠-1)
e(n,m)=-1;
qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;
wx(n,m)=0;
wy(n,m)=0;
end

end
end

if(j==1) %Mapa de estabilidad a 0W
QxP0=qx;
QyP0=qy;
WxP0=wx;
WyP0=wy;
U=e;
else %informacion del haz a .5PC
QxPT=qx;
QyPT=qy;
WxPT=wx;
WyPT=wy;
end
coord=[101 52]; %Seleccion de coordenadas [y,x]=[n,m]
q00(j)=qx(coord(1),coord(2));
%factores q almacendaos para evaluar diferecnia en tamano de haz

end



%Transpuestas para graficacion
%%%%%%%%%%%%%%
AtT=At.';
DvtT=Dvt.';
PfocalxT=Pfocalx.';
eT=e.';
T=abs(e-U);
TT=T.';
UT=U.';
%%%%%%%%%%%%%%
figure(1)
pcolor(L,LT,AtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de areas ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(2)
```

```
pcolor(L,LT,DvtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de volumenes ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(3)
pcolor(L,LT,PfocalxT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Poder focal ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

 %Mapa de estabilidad  a 0.5Pcr
figure(4)
pcolor(L,LT,eT);colorbar%e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(5)
pcolor(1:n,1:m,eT);colorbar
xlabel('n')
ylabel('m')

 %Diferencia entre mapas de estabilidad a 0W y0.5Pcr
figure(6)
pcolor(L,LT,TT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(N3)),' y 0 W']);

figure(7)%Mapa de estabilidad  a 0W
pcolor(L,LT,UT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(1)),'W']);

 %%%%Evaluacion de diferencia del tamano de haz inicial y
 %%%final dependiente de la potecia de emision Pl

for i=1:N3
q0=q00(i);%factores q almacenados para cada valor
 %en escalamiento de potencia
Pl=PL(i);%potencia de operacion
 %Propagacion en Viaje Redondo
 %Propagacion en Viaje Redondo

N=100;
Lt=LT(coord(2));%%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(coord(1));%%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11; %%Distancia del centro del cristal a M_2
L1=L11-0.5*t;%Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t;%Distancia entre cara posterior del cistal y M_2
```

```
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%propagacion intracavidad de haz de bombeo

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion
for j=1:Nc+1
Wix(j)=winbx(Nc-j+2);
end


% Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Propagacion en plano sagital del haz de emision
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);

%Calculo de tamano de haz y diferencia entre haz de bombeo al ...
    inicio y
%final de viaje redondo completo

Wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;

win(i)=Wx(min(size(Wx))); %Tamano inicial
wout(i)=Wx(max(size(Wx))); %Tamano final
DWp(i)=abs((win(i)-wout(i))/win(i))*100; %diferencia porcentual
end
%%Diferencia en tamano de haz en viaje redondo completo
figure(8)
plot(PL,DWp)
xlabel('PL[W]')
ylabel('Dw[%]')



%%%%%%%%%%%%Dimensiones y
%%%%%%%%%%%%potencia de
%%%%%%%%%%operacion
Pl=PL(N3); %W

Lt=LT(coord(2)); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(coord(1)); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;  %%Distancia del centro del cristal a M_2
L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2
%%%%%

%%Proagacion en X


N=100;
q0=qx(coord(1),coord(2)); %factor q inicial para iniciar ...
    propagacion en
```

```
%plano sagital
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%distribucion de bombeo en plano sagital

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %Distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial

%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con

%cristal no-lineal_Plano sagital

wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital

figure(9)
plot(z,wx)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wx)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)

figure(10)
plot(z,Rx,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])



%%%%Propagacion en Y

q0=qy(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano sagital
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0Y,z0y,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
```

```
%Distribucion de bombeo
%inversion de distribucion de bombeo
winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;

for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano tangencial


figure(11)
plot(z,wy)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wy)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)

figure(12)
plot(z,Ry,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])
%%%%%Ambas compomentes%%%%%%%%%

figure(13)
plot(z,wx,'b',z,wy,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(N3)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Propagacion a 0W
```

```
Pl=PL(1); %Potencia de operacion
q0=QxP0(coord(1),coord(2));
 %bombeo en cristal%%%
 [q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0X,z0x,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
 %Distribucion de bombeo
 %inversion de distribucion de bombeo

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
 [q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
 %viaje redondo completo en cavidad con
 %cristal no-lineal_Plano sagital

wxp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rxp0=(1./real(1./q_outx));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano sagital


 %Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
    curvatutra_plano
 %sagital
figure(14)
plot(z,wxp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wxp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.1,text2)

figure(15)
plot(z,Rxp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rxp0) max(Rxp0)])





q0=QyP0(coord(1),coord(2));
 %bombeo en cristal%%%
 [q_out,z_out,qc,zc]=PB(q0Y,z0y,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
 %Distribucion de bombeo
```

```
%inversion de distribucion de bombeo

winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital

wyp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Ryp0=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital


%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
    curvatutra_plano
%sagital
figure(16)
plot(z,wyp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wyp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)

figure(17)
plot(z,Ryp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ryp0) max(Ryp0)])


%%Tamano de haz para ambas componentes @0W
figure(18)
plot(z,wxp0,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 7E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(1)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')
```

```
%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano sagital ...
    0W y .5Pc
figure(19)
plot(z,wx,'b',z,wxp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes X']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')

%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano tangencial ...
    0W y.5Pc
figure(20)
plot(z,wy,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 8.5E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes Y']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')
```

C.5.1. Programas secundarios

C.6. Distribución de bombeo fija espacialmente

```
 clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo M_2

R=max(R1,R2); %referencia


T=0.0001; %Paso
LT=0.1:T:1.15*R-T; %distancia entre espejos concavos


S=0.0003; %paso
```

```
L=0.03:S:0.07-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.5; %Longitud de brazos
L4=L3;

N1=max(size(L)); %n
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %%%Ancho de cristal individual o subdivision
lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm
n2=3E-20; %%m^2/W Indice de refraccion no lineal Ti:zaf

coord1=1; %corte en angulo de Brewster, coord=1,sin efecto
coord2=2; %corte en angulo de Brewster, coord=2,con efecto


%%%%%%%%%%%%%%constantes y parametros de bombeo%%%%
%nc0=1.77; %532nm
lambda_b=447E-9; %longitud de onda de bombeo del cristal Ti:zaf
Dnt=13E-6; % 1/K cambio de n con la temperatura cristal Ti:zaf
alpha=4.043; %estimado a 447nm %4.11/m coeficiente a 532nm
% de absorcion a 532nm del cristal Ti:zaf
rho=3980; %kg/m3 densidad del cristal Ti:zaf
K=33; %J/msK conductividad termica del cristal Ti:zaf
Cp=418.4; %J/kgK capacidad calorifica del cristal Ti:zaf
Kth=1.982E-5; %m^2s^-1 difusividad termica Ti:zaf
PLb=6; %W potencia de bombeo
HT=Dnt*alpha*PLb/(nc0*pi*rho*Cp*Kth);

%%BOMBEO

theta1b=0; %inclinacion de lente plano-convexa de bombeo
theta2b=theta1; %inclinacion de espejo M_1

R1b=-0.0515; %Radio de curvatura de lente plano-convexa
R2b=-R1; %Radio de curvatura de superficie posterior a espejo ...
    concavo M_1


n_1=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Lente de bombeo
n_2=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Parte
%posterior del espejo M_1
```

```
N=100; %Pasosos en propagacion por espacio libre
%%Condicion inicial de propagacion elejida
%para cintura inicial del haz de bombeo
W0X=1E-3;
W0Y=W0X;
z0=0; %condicion inicial
%Factor q inicial en la cintura inicial del haz de bombeo
Q0X=(1i*pi*W0X^2)/lambda_b;
Q0Y=(1i*pi*W0Y^2)/lambda_b;

%%ESCALAMIENTO EN POTENCIA
Np=10; %puntos en potencia

Pc=(1.8962*(lambda_e^2))/(4*pi*n2*nc0); %Potencia critica

Pc=0.5*Pc; %Potencia maxima a simular

%generador del vector de potecias
for n=1:Np
PL(n)=(log(n)/log(Np))*Pc;
end

N3=max(size(PL)); %Tamano de vector de potencias
%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
%%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

%%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
zi=0;
%Generacion para integrar el poder focal del medio activo
for n=1:Nc

Zc(n)=zi+(n-1)*Dz;
end
%%%%%Secuencia de propagacion del haz de bombeo dentro de la
%%%%%%cavidad hasta el cristal no-lineal
ZD=L; %Distancia de enfoque deseada
NP=1000; %numero de distancias probadas
```

```
H=.3; %separacion entre cintura del haz de bombeo y espejo de ...
    entrada M_1
f0=0.0; %distancia inicial a lente de enfoque
f=(H-f0)/NP; %paso para distancia F
F=f0:f:H-f;
%distancia a lente de enfoque desde cintura inicial de haz de bombeo
G=H-F; %distancia lente-espejo de entrada M_1
%Condiciones para bombeo con enfoque variable
[QX,QY,Ff,Gf,zf]=CB(Q0X,Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,n_index,...
    theta1b,theta2b,lambda_b,F,G,N,NP,ZD);
%QX(i)=condicion inicial para cada posicionamiento a la entrada
%QY(i)=condicion inicial para cada posicionamiento a la entrada
%Ff(i)=Distancia cintura-lente de enfoque_sistema de bombeo
%Gf(i)=Distancia lente-espejo_sistema de bombeo
%zf(i)=Distancias de enfoque requerida(L(i))

[Nmax,Mmax,QXmax,QYmax]=E(R1x,R2x,R1y,R2y,L3,L4,N1,N2,N3,LT,L,t,Dz,...
    QX,QY,z0,N,nc0,1,2,Nc,lambda_b,lambda_e,n_index,n2,PL,HT);
F0=F(Nmax);
G0=G(Nmax);
%%%Estabilidad%%%
for j=1:N3
for n=1:N1 %L(n)x
for m=1:N2 %LT(m) y


Lt=LT(m); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(n); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;  %%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2

M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2



%%bombeo fijo espacialmente

[q_outx,z,qcx,zcx]=PB(QXmax,z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%propagacion de haz de bombeo
%a partir de condicion inicial QXmax
%dentro de la cavidad plano sagital
WX=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*nc0)).^0.5;
%Tamano de haz dentro del cristal_Plano sagital


[q_outy,z,qcy,zcy]=PB(QYmax,z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
%propagacion de haz de bombeo
%a partir de condicion inicial QX(n)
```

```
%dentro de la cavidad plano tangencial
WY=(-lambda_b./(imag(1./q_outy)*pi*nc0)).^0.5;
%Tamano de haz dentro del cristal_Plano tangencial

%%%%%%%%%guardado de informacion distribucion de
%%%%%%%%bombeo dentro de la cavidad hasta el cristal
MQCX(n,:)=qcx;
MZCX(n,:)=zcx;
MQCXD(n,:)=q_outx;
MZCXD(n,:)=z;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%inicia propagacion del haz de emision
Mpar0x=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0x
Mpar0y=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0y

%Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial

[A0x,B0x,C0x,D0x]=Elementos(Mpar0x);
[A0y,B0y,C0y,D0y]=Elementos(Mpar0y);

[q0x,w0x]=PropagacionqM(A0x,B0x,C0x,D0x,qx(n,m),lambda_e,n_index);

[q0y,w0y]=PropagacionqM(A0y,B0y,C0y,D0y,qy(n,m),lambda_e,n_index);
%factorq a la entrada del cristal %y ancho de haz en la entrada ...
    del cristal
%%primer viaje en la cavidad
Mpar_inx=Mpar0x; %matriz de entrada al cristal
Mpar_iny=Mpar0y;
winx=w0x; %ancho de haz de entrada al cristal
winy=w0y;
qinx=q0x; %factor q de entrada al cristal
qiny=q0y;

%%Iniciando suma de areas, diferecnia de
%volumenes y parametro de ganancia en 0
AT=0; %Suma total de area transversal de haces
DVT=0; %Suma total de diferencia de volumenes de haces
gT=0; %parametro de ganancia
for i=1:Nc
h2x=HT/(WX(i))^2; %contribucion de lentetermica(h_t)
h2y=HT/(WY(i))^2;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%
nGx=(8*n2*PL(j))/(pi*(winx)^4); %indice de refraccion de lente GRIN
nGy=(8*n2*PL(j))/(pi*(winy)^4);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%
A_e=winx*winy*pi; %Area transvesal de haz emision dentro de medio ...
    activo
A_b=WX(i)*WY(i)*pi;
%Area transversal de haz de bombeo dentro de medio activo

V_e=A_e*Dz; %%Volumen de segmento-Haz de emision
```

```
V_b=A_b*Dz; %%Volumen de segmento-Haz de bombeo

A=A_e+A_b; %Suma de las areas para cada segmento
AT=AT+A; %Suma total de areas

g=1/A; %sumando en calculo de parametro de ganancia
gT=gT+g; %parametro de ganancia

DV=V_e-V_b; %%%diferecnia de volumen entre haces eun un segmento ...
    de cristal

DVT=DVT+DV; %suma total de las diferencias en volumen entre haces

integrandox(i)=nGx+nc0*h2x; %Integrandos para calcular poder focal
integrandoy(i)=nGy+nc0*h2y;
%%%%%%%%%%%%%
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
    lambda_e,coord1);
%%Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
    lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del subcristal

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
DVT=abs(DVT); %Diferencia total de volumen entre haces
q0x=qoutx; %Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;
%Inversion de la distribucion de bombeo generada para el haz
%contrapropagante
for i=1:Nc+1
WXi(i)=WX(Nc-i+2);
WYi(i)=WY(Nc-i+2);
end

%%regreso en cavidad%%%

M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;
%elementos de cavidad posteriores al
%cristal para calcular matriz equivalente a seccion posterior
M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20x
Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20y

[A00x,B00x,C00x,D00x]=Elementos(M00x);
[A00y,B00y,C00y,D00y]=Elementos(M00y);
```

```
%%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por la seccion
%%%%%%%posterior a el y tamano de haz de regreso al cristal por
%%%%%%%la cara posterior(hacia M_2)

[q00x,w00x]=PropagacionqM(A00x,B00x,C00x,D00x,q0x,lambda_e,n_index);
[q00y,w00y]=PropagacionqM(A00y,B00y,C00y,D00y,q0y,lambda_e,n_index);

%%condiciones de reingreso al cristal
winx=w00x;
winy=w00y;
qinx=q00x;
qiny=q00y;
Mpar_inx=Mpar00x;
Mpar_iny=Mpar00y;

for i=1:Nc

h2x=HT/(WXi(i))^2; %contribucion de lentetermica
h2y=HT/(WYi(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
    lambda_e,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
    lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
%%Matriz total del sistema en plano sagital
MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
%%Matriz total del sistema en el plano tangencial

[Ax,Bx,Cx,Dx]=Elementos(MTotx);
%componentes de la matriz total en plano sagital
[Ay,By,Cy,Dy]=Elementos(MToty);
%componentes de la matriz total en plano tangencial

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
%parametro de estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
```

```
%condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;

qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(Bx))^-1;
%factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(By))^-1;
%factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial


Pfocalx(n,m)=trapz(Zc,integrandox); %integracion discreta del ...
    poder focal
Pfocaly(n,m)=trapz(Zc,integrandoy); %integracion discreta del ...
    poder focal
At(n,m)=AT; %Suma total de areas de haces
Dvt(n,m)=DVT; %Suma total de diferencia entre haces
gt(n,m)=gT; %paramertro de ganancia almacenado

else %contraste
e(n,m)=-1;


qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;


Pfocalx(n,m)=-20;
Pfocaly(n,m)=-20;
At(n,m)=0;
Dvt(n,m)=0;
gt(n,m)=0;

end

if(j==1)
e0(n,m)=e(n,m); %mapa de estabilidad a 0W
end
%%Para asegurar que la cavidad sea estable tanto a 0w como a .5Pc ...
    en al
%%misma region
if(e0(n,m)==-1 && e(n,m)≠-1)
e(n,m)=-1;
qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;


Pfocalx(n,m)=-20;
Pfocaly(n,m)=-20;
At(n,m)=0;
Dvt(n,m)=0;
gt(n,m)=0;
end
```

```
end%cerrando forN2
end%Cerrando forN1

if(j==1) %Mapa de estabilidad a 0W
QxP0=qx;
QyP0=qy;

U=e;
else%informacion del haz a .5PC
QxPT=qx;
QyPT=qy;

end

coord=[57 33]; %Seleccion de coordenadas [x,y]=[n,m]

q00X(j)=qx(coord(1),coord(2)); % en mapa (n,m) coord(1)=n,coord(2)=m
q00Y(j)=qy(coord(1),coord(2));

end

T=abs(e-U);
TT=T.';
UT=U.';
eT=e.';
AtT=At.';
DvtT=Dvt.';
gtT=gt.';
PfocalxT=Pfocalx.';

figure(1)
pcolor(L,LT,gtT);colorbar
xlabel('Posicion del centro del cristal[m]')
ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')
title(['Ganancia','PL= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(2)
pcolor(L,LT,AtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de areas ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(3)
pcolor(L,LT,DvtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de volumenes ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(4)
pcolor(L,LT,PfocalxT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
```

```
title(['Poder focal ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

%Mapa de estabilidad  a 0.5Pcr
figure(5)
pcolor(L,LT,eT);colorbar %e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(6)
pcolor(1:n,1:m,eT);colorbar
xlabel('n')
ylabel('m')

%Diferencia entre mapas de estabilidad a 0W y0.5Pcr
figure(7)
pcolor(L,LT,TT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(N3)),' y 0 W']);

figure(8) %Mapa de estabilidad  a 0W
pcolor(L,LT,UT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(1)),'W']);

%%%propagacion del bombeo dentro de cristal%%

qcx=MQCX(coord(1),:); %factor q de propagacion de bombeo
%dentro de cavidad hasta el cristal

zcx=MZCX(coord(1),:); %propagacion dentro de cavidad

wcx=(-lambda_b./(imag(1./qcx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz en cavidad(Bombeo)

figure(9)
plot(zcx,wcx)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([0 max(zcx) 0 max(wcx)])
text1=cat(2,'Prop=',num2str(zcx),' [m]');
title(['Ancho de haz de bombeo']);

%%%propagacion del bombeo dentro de cristal%
wfc=min(wcx); %Tamano minimo de haz dentro de cavidad
Nz=max(size(zcx));
for i=1:Nz
if(wcx(i)==wfc)
zmin=zcx(i);
a=i;
end
end
```

```
%%dentro

q_outx=MQCXD(coord(1),:); %factor q dentro de cristal
zint=MZCXD(coord(1),:); %propagacion dentro del cristal

wx=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*nc0)).^0.5;
%Tamanode haz en cristal(Bombeo)
wminb=min(wx); %Tamano minimo de haz dentro de cristal
Nz=max(size(zint));
for i=1:Nz
if(wx(i)==wminb)
zminb=zint(i); %posicion del minimo
b=i;
end
end

figure(10)
scatter(zminb,wminb,25,'b','*')
hold on
plot(zint,wx)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([min(zint) max(zint) min(wx) max(wx)])
text1=cat(2,'Prop=',num2str(zint),' [m]');
title(['Ancho de haz de bombeo dentro del cristal']);



%%%%Dimensiones de la cavidad
Lt=LT(coord(2)); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(coord(1)); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;  %%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2
%%%%%%%%%%


N=100; %Numero de pasos
z0=0;  %Posicion inicial
%%%%%%%%%Distribucionde bombeo
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QXmax,z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%bombeo  dentro de cavidad hasta el cristal
winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
for j=1:Nc+1
Wix(j)=winbx(Nc-i+2);
end


for i=1:N3
q0=q00X(i); %factor q inicial para viaje redondo completo_Plano ...
    sagital
P=PL(i); %Potencia de operacion
%Propagacion en Viaje Redondo
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,P,lambda_e,...
    n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital
Wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital

win(i)=Wx(min(size(Wx))); %Tamano de haz inicial
wout(i)=Wx(max(size(Wx))); %Tamano de haz final
DWp(i)=abs((win(i)-wout(i))/win(i))*100; %Diferencia porcentual

end

figure(11)
plot(PL,DWp)
xlabel('PL[W]')
ylabel('Dw[%]')

%%Proagacion en X
Pl=PL(N3); %W
N=100;
q0=qx(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano sagital

%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QXmax,z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %Distribucion de ...
   bombeo
%inversion de distribucion de bombeo

for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital


wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital

```

```

figure(12)
plot(z,wx)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wx)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)

figure(13)
plot(z,Rx,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Propagacion en Y
q0=qy(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano tangencial
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QYmax,z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);

winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
%Distribucion de bombeo
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano tangencial



figure(14)
plot(z,wy)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wy)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
```

```
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)

figure(15)
plot(z,Ry,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])
%%%%Ambas compomentes

figure(16)
plot(z,wx,'b',z,wy,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 8.5E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(N3)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Propagacion a 0W
%%Propagacion en X
Pl=PL(1);%Potencia de operacion

q0=QxP0(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacio en plano sagital
%bombeo en cristal%%%

[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QXmax,z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;%Distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion de bombeo

for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital

wxp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
```

```
Rxp0=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital

%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
    curvatutra_plano
%sagital

figure(17)
plot(z,wxp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wxp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.1,text2)

figure(18)
plot(z,Rxp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rxp0) max(Rxp0)])

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion en y P=0W

q0=QyP0(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacio en plano sagital
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QYmax,z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);

winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %Distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital


wyp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ryp0=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Planotangencial

```

```
%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ... curvatutra_plano
%sagital




figure(19)
plot(z,wyp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wyp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.15,text2)

figure(20)
plot(z,Ryp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ryp0) max(Ryp0)])

%%%Ambas compomentes %0W
figure(21)
plot(z,wxp0,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 8.5E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.15,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(1)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')


%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano sagital  ... 0W y .5Pc
figure(22)
plot(z,wx,'b',z,wxp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 8.5E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes X']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')

%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano tangencial ... 0W y.5Pc
figure(23)
```

```
plot(z,wy,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 8.5E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes Y']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')

Zr=pi*wminb^2*nc0/lambda_e;
 DR=1-(Zr-Dz)/Zr;
```

C.6.1. Programas secundarios

Elementos de matriz

```
function [A,B,C,D]=Elementos(M)
%Elementos de matriz
              A=M(1,1); %1,1
              B=M(1,2); %1,2
              C=M(2,1); %2,1
              D=M(2,2); %2,2
```

Evolución del factor q

```
function [q,w]=PropagacionqM(A,B,C,D,q0,lambda,n)
%Evolucion del factor q
 q=(q0*A+B)/(q0*C+D); %factor q evolucionado
 w=(-lambda/(imag(1/q)*pi*n))^0.5; %Tamanode haz calculado
```

Enfoque variable del sistema de bombeo

```
 function [QXX,QYY,Fval,Gval,ZF]=CB(Q0X,Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2...
 ,n_index,theta1b,theta2b,lambda_b,F,G,N,NP,ZD)
%%ZD enfoque de bombeo deseado(vector)

for n=1:NP
%%%%%%%%%%propagacion en sistema de bombeo y hasta dentro de ...
   la cavidad%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%X(plano sagital)
[qxb,zxb]=Pbx(Q0X,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F(n),G(n),N);
%propagacion de bombeo desde cintura inicial
q0X=qxb(max(size(qxb))); %Condiciones de entrada en la cavidad
```

```
z0X=zxb(max(size(zxb)));

step=0.3/(N); %avanza hasta 30cm dentro de la cavidad
[qintrax,zintrax]=Free_space(q0X,z0X,step,N);

QTOTx=[qxb qintrax];
%Factor q, posicion y tamano de haz hasta el interior de la cavidad
zx=[zxb zintrax];
wx=(-lambda_b./(imag(1./QTOTx)*pi*n_index)).^0.5;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Y(Plano ...
    tagencial)
[qyb,zyb]=Pby(Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F(n),G(n),N);
%propagacion de bombeo desde cintura inicial
q0Y=qyb(max(size(qyb))); %Condiciones de entrada en la cavidad
z0Y=zyb(max(size(zyb)));

%avanza hasta 30cm dentro de la cavidad
[qintray,zintray]=Free_space(q0Y,z0Y,step,N);

QTOTy=[qyb qintray];
%Factor q, posicion y tamano de haz hasta el interior de la cavidad
zy=[zyb zintray];
wy=(-lambda_b./(imag(1./QTOTy)*pi*n_index)).^0.5;

%%%%factor q de entrada a la ...
    cavidad%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
QXB(n)=q0X;
QYB(n)=q0Y;

%Busqueda del minimo tamano de haz dentro de la cavidad
wminbx(n)=min(wx);
Nz=max(size(zx));
for i=1:Nz
if(wx(i)==wminbx(n))
    zminx(n)=zx(i);
end
end

wminby(n)=min(wy);
Nz=max(size(zy));
for i=1:Nz
if(wy(i)==wminby(n))
    zminy(n)=zy(i);
end
end

end

zeffx=zminx-F-G; %Ajuste de distancia dentro de la cavidad

Nv=max(size(ZD));
%Almacenamiento de condiciones para recrear
%bombeo dada posicion de enfoque deseada
for j=1:Nv
```

```
    [val,idx]=min(abs(zeffx-ZD(j)));
minVal=zeffx(idx);
index(j)=idx;

Fval(j)=F(index(j)); %distancia F para la cual se enfoca en zeff
Gval(j)=G(index(j)); %distancia F para la cual se enfoca en zeff
QXX(j)=QXB(index(j)); %factor Q a la entrada de la cavidad para
                      %enfoque en L11,
QYY(j)=QYB(index(j)); %////////
ZF(j)=zeffx(index(j)); %Distancia de enfoque resultante
end
```

Selección del sistema de bombeo óptimo

```
 function[Nmax,Mmax,QXmax,QYmax]=E(R1x,R2x,R1y,R2y,L3,L4,N1,N2,N3,LT,L,t,...
Dz,QX,QY,z0,N,nc0,coord1,coord2,Nc,lambda_b,lambda_e,n_index,n2,PL,HT)
 %%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
 %%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

 %%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
 %%%Estabilidad%%%
for j=1:N3
for n=1:N1 %L(n)x
for m=1:N2 %LT(m) y


Lt=LT(m); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(n); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;  %%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2

M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

```

```
M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2



%%bombeo movil al ajustar Q para enfoque en L11 en cavidad vacia

[q_outx,z,qcx,zcx]=PB(QX(n),z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
WX=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
RX=(1./real(1./q_outx));

[q_outy,z,qcy,zcy]=PB(QY(n),z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
WY=(-lambda_b./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
RY=(1./real(1./q_outy));


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%inicia propagacion del haz de emision
Mpar0x=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0x
Mpar0y=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0y

%Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial

[A0x,B0x,C0x,D0x]=Elementos(Mpar0x);
[A0y,B0y,C0y,D0y]=Elementos(Mpar0y);

[q0x,w0x]=PropagacionqM(A0x,B0x,C0x,D0x,qx(n,m),lambda_e,n_index);
%factorq a la entrada del cristal
[q0y,w0y]=PropagacionqM(A0y,B0y,C0y,D0y,qy(n,m),lambda_e,n_index);
%y ancho de haz en la entrada del cristal

%%primer viaje en la cavidad
Mpar_inx=Mpar0x; %matriz de entrada al cristal
Mpar_iny=Mpar0y;
winx=w0x; %ancho de haz de entrada al cristal
winy=w0y;
qinx=q0x; %factor q de entrada al cristal
qiny=q0y;

%%Iniciando suma de areas, diferecnia de volumenes
%y parametro de ganancia en 0
AT=0; %Suma total de area transversal de haces

gT=0; %parametro de ganancia
for i=1:Nc
h2x=HT/(WX(i))^2; %contribucion de lentetermica(h_t)
h2y=HT/(WY(i))^2;
%%%%%%%%%%%%%%%%
nGx=(8*n2*PL(j))/(pi*(winx)^4); %indice de refraccion de lente GRIN
nGy=(8*n2*PL(j))/(pi*(winy)^4);
%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
A_e=winx*winy*pi; %Area transvesal de haz emision dentro de medio ...
    activo
A_b=WX(i)*WY(i)*pi;
 %Area transversal de haz de bombeo dentro de medio activo

A=A_e+A_b; %Suma de las areas para cada segmento
AT=AT+A; %Suma total de areas

g=1/A; %sumando en calculo de parametro de ganancia
gT=gT+g; %parametro de ganancia


 %%%%%%%%%%%%%
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
 %%Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
 %Mp matriz parcial a la salida del subcristal

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end

q0x=qoutx; %Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;
 %Inversion de la distribucion de bombeo generada para el haz
 %contrapropagante
for i=1:Nc+1
WXi(i)=WX(Nc-i+2);
WYi(i)=WY(Nc-i+2);
end

 %%regreso en cavidad%%%

M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;
 %elementos de cavidad posteriores al cristal
 %para calcular matriz equivalente a seccion posterior
M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
 %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20x
Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
 %%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20y

[A00x,B00x,C00x,D00x]=Elementos(M00x);
[A00y,B00y,C00y,D00y]=Elementos(M00y);
 %%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por la seccion
 %%%%%%%posterior a el y tamano de haz de regreso al cristal por
 %%%%%%%la cara posterior(hacia M_2)
```

```
[q00x,w00x]=PropagacionqM(A00x,B00x,C00x,D00x,q0x,lambda_e,n_index);
[q00y,w00y]=PropagacionqM(A00y,B00y,C00y,D00y,q0y,lambda_e,n_index);

%%condiciones de reingreso al cristal
winx=w00x;
winy=w00y;
qinx=q00x;
qiny=q00y;
Mpar_inx=Mpar00x;
Mpar_iny=Mpar00y;

for i=1:Nc

h2x=HT/(WXi(i))^2; %contribucion de lentetermica
h2y=HT/(WYi(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
%%Matriz total del sistema en plano sagital
MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
%%Matriz total del sistema en el plano tangencial

[Ax,Bx,Cx,Dx]=Elementos(MTotx);
%componentes de la matriz total en plano sagital
[Ay,By,Cy,Dy]=Elementos(MToty);
%componentes de la matriz total en plano tangencial

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
%parametro de estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
%condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;
```

```
qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(Bx))^-1;
%factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(By))^-1;
%factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial



gt(n,m)=gT; %paramertro de ganancia almacenado

else %contraste
e(n,m)=-1;


qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;



gt(n,m)=0;

end

if(j==1)
e0(n,m)=e(n,m); %mapa de estabilidad a 0W
end
%%Para asegurar que la cavidad sea estable tanto a 0w como a .5Pc ...
    en al
%%misma region
if(e0(n,m)==-1 && e(n,m)≠-1)
e(n,m)=-1;
qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;


gt(n,m)=0;
end


end %cerrando forN2
end %Cerrando forN1

if(j==1) %Mapa de estabilidad a 0W
QxP0=qx;
QyP0=qy;

U=e;
else %informacion del haz a .5PC
QxPT=qx;
QyPT=qy;

end
```

```
end
gtT=gt.'; %cambio de ejes
MAXg= max(gtT(:)); %Maximo en ganancia hallado
[Mmax,Nmax] = find(gtT ==MAXg ); %posicion del maximo(m,n) por ...
    transpuesta
QXmax=QX(Nmax);
QYmax=QY(Nmax);
```

C.7. Distribución de bombeo constante

```
 clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo M_2

R=max(R1,R2); %referencia


T=0.0001; %Paso
LT=0.1:T:1.15*R-T; %distancia entre espejos concavos


S=0.0003; %paso
L=0.03:S:0.07-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.5; %Longitud de brazos
L4=L3;

N1=max(size(L)); %n
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %% %Ancho de cristal individual o subdivision

lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm
n2=3E-20; %%m^2/W Indice de refraccion no lineal Ti:zaf

```

```
coord1=1; %corte en angulo de Brewster, coord=1,sin efecto
coord2=2; %corte en angulo de Brewster, coord=2,con efecto

%%%%%%%%%%%%%%constantes y parametros de bombeo%%%%
%nc0=1.77; %532nm
lambda_b=447E-9; %longitud de onda de bombeo del cristal Ti:zaf
Dnt=13E-6; % 1/K cambio de n con la temperatura cristal Ti:zaf
alpha=4.043; %estimado a 447nm %4.11/m coeficiente a 532nm
% de absorcion a 532nm del cristal Ti:zaf
rho=3980; %kg/m3 densidad del cristal Ti:zaf
K=33; %J/msK conductividad termica del cristal Ti:zaf
Cp=418.4; %J/kgK capacidad calorifica del cristal Ti:zaf
Kth=1.982E-5; %m^2s^-1 difusividad termica Ti:zaf
PLb=6; %W potencia de bombeo
HT=Dnt*alpha*PLb/(nc0*pi*rho*Cp*Kth);
%%%%%%%BOMBEO

theta1b=0; %inclinacion de lente plano-convexa de bombeo
theta2b=theta1; %inclinacion de espejo M_1

R1b=-0.0515; %Radio de curvatura de lente plano-convexa
R2b=-R1; %Radio de curvatura de superficie posterior a espejo ...
    concavo M_1

G=.06; %Distancia espejo M_1-lente de bombeo
F=.1;
%propagacion hacia lente de enfoque desde cintura inicial del haz ...
    de bombeo
%@447nm
n_1=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Lente de bombeo
n_2=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Parte
%posterior del espejo M_1

N=100; %Pasosos en propagacion por espacio libre
%%Condicion inicial de propagacion elejida
%para cintura inicial del haz de bombeo
W0X=1E-3;
W0Y=W0X; %
z0=0; %condicion inicial para la propagacionde bombeo fuera de cavidad
%Factor q inicial en la cintura inicial del haz de bombeo
Q0X=(1i*pi*W0X^2)/lambda_b;
Q0Y=(1i*pi*W0Y^2)/lambda_b;

[qxb,zxb]=Pbx(Q0X,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F,G,N);
%Secuancia de propagacion del
%haz de bombeo hasta atravesar
%la parte posterior de M_1_ plano sagital
%Condiciones de ingreso a la cavidad del haz de bombeo
q0X=qxb(max(size(qxb)));
z0x=zxb(max(size(zxb)));


[qyb,zyb]=Pby(Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,theta1b,theta2b,F,G,N);
%Secuancia de propagacion del
```

```
%haz de bombeo hasta atravesar
%la parte posterior de M_1_ plano tangencial
%Condiciones de ingreso a la cavidad del haz de bombeo
q0Y=qyb(max(size(qyb)));
z0y=zyb(max(size(zyb)));


%%%Propagacion adicional para apreciar
%enfoque del sistema de bombeo en cavidad vacia%%
step=0.2/(N);
[qintra,zintra]=Free_space(q0X,z0x,step,N);
QTOT=[qxb qintra];
ZTOT=[zxb zintra];

WX=(-lambda_b./(imag(1./QTOT)*pi*n_index)).^0.5;

figure(1)
plot(ZTOT,WX)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([0 max(ZTOT) 0 max(WX)])
text1=cat(2,'Prop=',num2str(ZTOT),' [m]');
title(['Ancho de haz de bombeo']);

%%%ESCALAMIENTO EN POTENCIA%%%
Np=40; %puntos en potencia

Pc=(1.8962*(lambda_e^2))/(4*pi*n2*nc0); %Potencia critica

Pc=0.5*Pc; %Potencia maxima a simular

%generador del vector de potecias
for n=1:Np
PL(n)=(log(n)/log(Np))*Pc;
end

N3=max(size(PL)); %Tamano de vector de potencias
%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

```

```
%%%
zi=0;
%Generacion para integrar el poder focal del medio activo
for n=1:Nc

Zc(n)=zi+(n-1)*Dz;
end
%%%

%%%%%%%Secuencia de propagacion del haz de bombeo dentro de la
%%%%%cavidad hasta el cristal no-lineal

B=0.05-t/2;%Distancia de propagacion del bombeo antes de ingreso ...
    al cristal
%Distancia "virtual" para disrtibucion de bombeo fija%
%%bombeo fijo como si estuviera el cristal centrado en 0.05m

[q_outx,z,qcx,zcx]=PB(q0X,0,B,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%plano sagital
WX=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*nc0)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital


[q_outy,z,qcy,zcy]=PB(q0Y,0,B,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
%plano tangencial
WY=(-lambda_b./(imag(1./q_outy)*pi*nc0)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital



%%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%
for j=1:N3
for n=1:N1%L(n)
for m=1:N2%LT(m)


Lt=LT(m);%%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(n);%%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;%%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t;%Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t;%Distancia entre cara posterior del cistal y M_2

M_L1=[1 L1;0 1];%Longitud L_1
M_L2=[1 L2;0 1];%Longtud L_2

M_L3=[1 L3;0 1];%Brazo 1
M_L4=[1 L4;0 1];%Brazo 2

%inicia propagacion del haz de emision
Mpar0x=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0x
Mpar0y=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0y
```

```

%Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial

[A0x,B0x,C0x,D0x]=Elementos(Mpar0x);
[A0y,B0y,C0y,D0y]=Elementos(Mpar0y);

[q0x,w0x]=PropagacionqM(A0x,B0x,C0x,D0x,qx(n,m),lambda_e,n_index);
%factorq a la entrada del cristal %y ancho de haz en la entrada ...
    del cristal
[q0y,w0y]=PropagacionqM(A0y,B0y,C0y,D0y,qy(n,m),lambda_e,n_index);



%%primer viaje en la cavidad
Mpar_inx=Mpar0x; %matriz de entrada al cristal
Mpar_iny=Mpar0y;
winx=w0x; %ancho de haz de entrada al cristal
winy=w0y;
qinx=q0x; %factor q de entrada al cristal
qiny=q0y;
%%Iniciando suma de areas, diferecnia
%de volumenes y parametro de ganancia en 0
AT=0; %Suma total de area transversal de haces
DVT=0; %Suma total de diferencia de volumenes de haces
gT=0; %parametro de ganancia
for i=1:Nc
h2x=HT/(WX(i))^2; %contribucion de lentetermica(h_t)
h2y=HT/(WY(i))^2;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
nGx=(8*n2*PL(j))/(pi*(winx)^4); %indice de refraccion de lente GRIN
nGy=(8*n2*PL(j))/(pi*(winy)^4);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
A_e=winx*winy*pi; %Area transvesal de haz emision dentro de medio ...
    activo
A_b=WX(i)*WY(i)*pi;
%Area transversal de haz de bombeo dentro de medio activo

V_e=A_e*Dz; %%Volumen de segmento-Haz de emision
V_b=A_b*Dz; %%Volumen de segmento-Haz de bombeo

A=A_e+A_b; %Suma de las areas para cada segmento
AT=AT+A; %Suma total de areas

g=1/A; %sumando en calculo de parametro de ganancia
gT=gT+g; %parametro de ganancia

DV=V_e-V_b; %%%diferecnia de volumen entre haces eun un segmento ...
    de cristal

DVT=DVT+DV; %suma total de las diferencias en volumen entre haces

integrandox(i)=nGx+nc0*h2x; %Integrandos para calcular poder focal
integrandoy(i)=nGy+nc0*h2y;
%%%%%%%%%%%%5%
```

```
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%%Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del subcristal

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
DVT=abs(DVT); %Diferencia total de volumen entre haces
q0x=qoutx; %Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;
%Inversion de la distribucion de bombeo generada para el haz
%contrapropagante
for i=1:Nc+1
WXi(i)=WX(Nc-i+2);
WYi(i)=WY(Nc-i+2);
end


%%regreso en cavidad%%%
%elementos de cavidad posteriores al cristal para
%calcular matriz equivalente a seccion posterior
M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;
M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal  para calcular ...
   w20x
Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal  para calcular ...
   w20y

[A00x,B00x,C00x,D00x]=Elementos(M00x);
[A00y,B00y,C00y,D00y]=Elementos(M00y);
%%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por la seccion
%%%%%%%posterior a el y tamano de haz de regreso al cristal por
%%%%%%%la cara posterior(hacia M_2)

[q00x,w00x]=PropagacionqM(A00x,B00x,C00x,D00x,q0x,lambda_e,n_index);
[q00y,w00y]=PropagacionqM(A00y,B00y,C00y,D00y,q0y,lambda_e,n_index);

%%condiciones de reingreso al cristal
winx=w00x;
winy=w00y;
qinx=q00x;
qiny=q00y;
Mpar_inx=Mpar00x;
Mpar_iny=Mpar00y;
```

```
for i=1:Nc

h2x=HT/(WXi(i))^2; %contribucion de lentetermica
h2y=HT/(WYi(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
%%Matriz total del sistema en plano sagital
MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
%%Matriz total del sistema en el plano tangencial

[Ax,Bx,Cx,Dx]=Elementos(MTotx);
%componentes de la matriz total en plano sagital
[Ay,By,Cy,Dy]=Elementos(MToty);
%componentes de la matriz total en plano tangencial

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
%parametro de estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
%condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;

qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(Bx))^-1;
%factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(By))^-1;
%factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial


Pfocalx(n,m)=trapz(Zc,integrandox); %integracion discreta del ...
    poder focal
```

```
Pfocaly(n,m)=trapz(Zc,integrandoy); %integracion discreta del ...
    poder focal
At(n,m)=AT; %Suma total de areas de haces
Dvt(n,m)=DVT; %Suma total de diferencia entre haces
gt(n,m)=gT; %paramertro de ganancia almacenado

else
e(n,m)=-1.5; %contraste

qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;
wx(n,m)=0;
wy(n,m)=0;

Pfocalx(n,m)=-20; %contraste
Pfocaly(n,m)=-20;
At(n,m)=0; %contraste
Dvt(n,m)=0;
gt(n,m)=0;

end

if(j==1)
e0(n,m)=e(n,m); %mapa de estabilidad a 0W
end
 %%Para asegurar que la cavidad sea estable tanto a 0w como a .5Pc ...
    en al
 %%misma region
if(e0(n,m)==-1 && e(n,m)≠-1)
e(n,m)=-1;
qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;
wx(n,m)=0;
wy(n,m)=0;
end

end%cerrando forN2
end%Cerrando forN1

if(j==1) %Mapa de estabilidad a 0W
QxP0=qx;
QyP0=qy;
WxP0=wx;
WyP0=wy;
U=e;
else%informacion del haz a .5PC
QxPT=qx;
QyPT=qy;
WxPT=wx;
WyPT=wy;
end
coord=[105 80]; %Seleccion de coordenadas [y,x]=[n,m]
 %factores q almacendaos para evaluar diferecnia en tamano de haz
q00X(j)=qx(coord(1),coord(2));
```

```
q00Y(j)=qy(coord(1),coord(2));

end
T=abs(e-U);
TT=T.';
UT=U.';
eT=e.';
AtT=At.';
DvtT=Dvt.';
gtT=gt.';
PfocalxT=Pfocalx.';

figure(2)
pcolor(L,LT,gtT);colorbar
xlabel('Posicion del centro del cristal[m]')
ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')
title(['Ganancia','PL= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(3)
pcolor(L,LT,AtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de areas ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(4)
pcolor(L,LT,DvtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de volumenes ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(5)
pcolor(L,LT,PfocalxT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Poder focal ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

 %Mapa de estabilidad  a 0.5Pcr
figure(6)
pcolor(L,LT,eT);colorbar %e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(7)
pcolor(1:n,1:m,eT);colorbar
xlabel('n')
ylabel('m')

 %Diferencia entre mapas de estabilidad a 0W y0.5Pcr
figure(8)
pcolor(L,LT,TT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(N3)),' y 0 W']);
```

```

figure(9) %Mapa de estabilidad  a 0W
pcolor(L,LT,UT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(1)),'W']);

 %%propagacion del bombeoen cavidad hasta el cristal%%

wcx=(-lambda_b./(imag(1./qcx)*pi*n_index)).^0.5; %tamano de haz

figure(10)
plot(zcx,wcx)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([0 max(zcx) 0 max(wcx)])
text1=cat(2,'Prop=',num2str(zcx),' [m]');
title(['Ancho de haz de bombeo']);

 %%%propagacion del bombeo dentro de cristal%
wfc=min(wcx); %cintura dentro del cristal
Nz=max(size(zcx)); %pasos
for i=1:Nz
if(wcx(i)==wfc)
zmin=zcx(i);
a=i;
end
end
 %%haz dentro
wx=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*nc0)).^0.5;
wminb=min(wx);
Nz=max(size(z));
for i=1:Nz
if(wx(i)==wminb)
zminb=z(i);
b=i;
end
end

figure(11)
scatter(zminb,wminb,25,'b','*')
hold on
plot(z,wx)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([min(z) max(z) min(wx) max(wx)])
title(['Ancho de haz de bombeo dentro del cristal']);

 %%%%Dimensiones
 %%%%de
 %%%operacion
Lt=LT(coord(2)); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(coord(1)); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;  %%Distancia del centro del cristal a M_2
```

```
L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2
%%%

[q_out,z,qcx,zcx]=PB(q0X,0,B,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%plano sagital
winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end

%%%Driferencia porcentual del tamanomde haz en viaje redondo ...
    completo
for i=1:N3
N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
q0=q00X(i);%Condicion inicial para la potencia PL(i)
P=PL(i);%Potencia variable

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_o,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,P,lambda_e,...
    n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital

Wxx=(-lambda_e./(imag(1./q_o)*pi*n_index)).^0.5;
%Tamano de haz  en viaje redondo completo

wi(i)=Wxx(min(size(Wxx)));%Tamano de haz inicial
wo(i)=Wxx(max(size(Wxx)));%Tamano de haz final
DWp(i)=abs((wi(i)-wo(i))/wi(i))*100;
%Diferencia porcentual entre  tamanos de haz inicial y final

end

figure(12)
plot(PL,DWp)
xlabel('PL[W]')
ylabel('Dw[%]')


%%%Proagacion en X
N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
Pl=PL(N3);%W

q0=qx(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano sagital
%bombeo en cristal%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

[q_out,z,qcx,zcx]=PB(q0X,0,B,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%plano sagital
winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
```

```
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end


%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital

wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital

figure(13)
plot(z,wx)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wx)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)

figure(14)
plot(z,Rx,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])

%%%Propagacion en Y

q0=qy(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano tangencial
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z,qcy,zcy]=PB(q0Y,0,B,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
%plano tangencial
winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano tangencial
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
```

```
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano tangencial

figure(15)
plot(z,wy)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wy)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)

figure(16)
plot(z,Ry,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])
%%%%Ambas compomentes

figure(17)
plot(z,wx,'b',z,wy,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(N3)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')

%Propagacion a 0W
%%Propagacion en X
Pl=PL(1);%Potencia de operacion

q0=QxP0(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacio en plano sagital
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z,qcx,zcx]=PB(q0X,0,B,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
%plano sagital
winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano sagital
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital

wxp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rxp0=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital


%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
   curvatutra_plano
%sagital



figure(18)
plot(z,wxp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wxp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.1,text2)

figure(19)
plot(z,Rxp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rxp0) max(Rxp0)])
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%Propagacion en Y

q0=QyP0(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacio en plano tangencial
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z,qcy,zcy]=PB(q0Y,0,B,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
%plano tangencial
winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
%distribucion de bombeo dentro del cristal_plano tangencial
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e,...
    n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

%Calculo de las w y R

wyp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ryp0=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano tangencial


%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
    curvatutra_plano
%sagital



figure(20)
plot(z,wyp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wyp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)

figure(21)
plot(z,Ryp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ryp0) max(Ryp0)])

%%%Ambas compomentes%0W
figure(22)
plot(z,wxp0,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(1)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')

%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano sagital  ...
    0W y .5Pc
figure(23)
```

```
plot(z,wx,'b',z,wxp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes X']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')

 %Graficacion del tamano de haz de componentes en plano tangencial ... 0W y.5Pc
figure(24)
plot(z,wy,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 8.5E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes Y']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')

Zr=pi*wminb^2*nc0/lambda_e;
 DR=1-(Zr-Dz)/Zr;
```

C.8. Distribución de bombeo dinámica

```
 clear
close all

R1=0.1; %Radio de curvatura del espejo M_1
R2=0.1; %Radio de curvatura del espejo M_2

R=max(R1,R2); %referencia


T=0.0001; %Paso
LT=0.1:T:1.15*R-T; %distancia entre espejos concavos


S=0.0003; %paso
L=0.03:S:0.07-S; %posicion de cara frontal del cristal

L3=.5; %Longitud de brazos
L4=L3;

N1=max(size(L)); %n
```

```
N2=max(size(LT)); %m

Nc=16; %%numero de rebanadas o subdivisiones
t=0.004; %Longitud total del cristal
Dz=t/Nc; %%%Ancho de cristal individual o subdivision
lambda_e=800E-9; %%Longitud de onda emision 800nm

theta1=-8*(pi/180); %inclinacion de M1
theta2=-8*(pi/180); %inclinacion de M2
R1x=R1/(cos(theta1)); %astigmatismo M_1
R1y=R1*(cos(theta1));
R2x=R2/(cos(theta2)); %astigmatismo M_2
R2y=R2*(cos(theta2));

n_index=1; %%indice de refraccion aire
nc0=1.76; %%Indice de refraccion del crital Ti:zaf @800nm
n2=3E-20; %%m^2/W Indice de refraccion no lineal Ti:zaf

coord1=1; %corte en angulo de Brewster, coord=1,sin efecto
coord2=2; %corte en angulo de Brewster, coord=2,con efecto


%%%%%%%%%%%%%constantes y parametros de bombeo%%%%
%nc0=1.77; %532nm
lambda_b=447E-9; %longitud de onda de bombeo del cristal Ti:zaf
Dnt=13E-6; % 1/K cambio de n con la temperatura cristal Ti:zaf
alpha=4.043; %estimado a 447nm %4.11/m coeficiente a 532nm
% de absorcion a 532nm del cristal Ti:zaf
rho=3980; %kg/m3 densidad del cristal Ti:zaf
K=33; %J/msK conductividad termica del cristal Ti:zaf
Cp=418.4; %J/kgK capacidad calorifica del cristal Ti:zaf
Kth=1.982E-5; %m^2s^-1 difusividad termica Ti:zaf
PLb=6; %W potencia de bombeo
HT=Dnt*alpha*PLb/(nc0*pi*rho*Cp*Kth);
%%%%%BOMBEO

theta1b=0; %inclinacion de lente plano-convexa de bombeo
theta2b=theta1; %inclinacion de espejo M_1

R1b=-0.0515; %Radio de curvatura de lente plano-convexa
R2b=-R1; %Radio de curvatura de superficie posterior a espejo ...
    concavo M_1

%@447nm
n_1=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Lente de bombeo
n_2=1.519473; %Indice de refraccion de vidrio BK7-Parte
%posterior del espejo M_1

N=100; %Pasosos en propagacion por espacio libre

%%Condicion inicial de propagacion elejida
%para cintura inicial del haz de bombeo
W0X=1E-3;
W0Y=W0X;
```

```
z0=0; %condicion inicial

%Factor q inicial en la cintura inicial del haz de bombeo
Q0X=(1i*pi*W0X^2)/lambda_b;
Q0Y=(1i*pi*W0Y^2)/lambda_b;


%%%%ESCALAMIENTO EN POTENCIA%%%%%%%%%%
Np=30; %puntos en potencia

Pc=(1.8962*(lambda_e^2))/(4*pi*n2*nc0); %Potencia critica

Pc=0.5*Pc; %Potencia maxima a simular

%generador del vector de potecias
for n=1:Np
PL(n)=(log(n)/log(Np))*Pc;
end

N3=max(size(PL)); %Tamano de vector de potencias
%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%Para evitar error al computar potencia 0W
w0x=ones(N1,N2);
w0y=ones(N1,N2);
qx=ones(N1,N2);
qy=ones(N1,N2);
%%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

%%%%%%%%%%%%%Matrices de espejos

M_R3=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_3
M_R4=[1 0;0 1]; %Matriz del espejo plano M_4

M_R1x=[1 0;-2/R1x 1]; %Matrices para plano sagital M_1 y M_2
M_R2x=[1 0;-2/R2x 1]; %

M_R1y=[1 0;-2/R1y 1]; %Matrices para plano tangencial M_1 y M_2
M_R2y=[1 0;-2/R2y 1]; %

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
zi=0;
%Generacion para integrar el poder focal del medio activo
for n=1:Nc

Zc(n)=zi+(n-1)*Dz;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%Secuencia de propagacion del haz de bombeo dentro de la
%%%%%%%%cavidad hasta el cristal no-lineal
ZD=L; %Distancia de enfoque deseada
NP=1000; %numero de distancias probadas
H=.3; %separacion entre cintura del haz de bombeo y espejo de ...
    entrada M_1
```

```
f0=0.0; %distancia inicial a lente de enfoque
f=(H-f0)/NP; %paso para distancia F
F=f0:f:H-f;
 %distancia a lente de enfoque desde cintura inicial de haz de bombeo
G=H-F; %distancia lente-espejo de entrada M_1
 %Condiciones para bombeo con enfoque variable
[QX,QY,Ff,Gf,zf]=CB(Q0X,Q0Y,z0,R1b,R2b,n_1,n_2,n_index,...
theta1b,theta2b,lambda_b,F,G,N,NP,ZD);
 %QX(i)=condicion inicial para cada posicionamiento a la entrada
 %QY(i)=condicion inicial para cada posicionamiento a la entrada
 %Ff(i)=Distancia cintura-lente de enfoque_sistema de bombeo
 %Gf(i)=Distancia lente-espejo_sistema de bombeo
 %zf(i)=Distancias de enfoque requerida(L(i))



 %%%Calculo de la estabilidad de la cavidad%%%

for j=1:N3
for n=1:N1 %L(n)x
for m=1:N2 %LT(m) y

Lt=LT(m); %%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(n); %%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11;  %%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t; %Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t; %Distancia entre cara posterior del cistal y M_2

M_L1=[1 L1;0 1]; %Longitud L_1
M_L2=[1 L2;0 1]; %Longtud L_2

M_L3=[1 L3;0 1]; %Brazo 1
M_L4=[1 L4;0 1]; %Brazo 2

 %%bombeo movil al ajustar Q para enfoque requerido
 %%en L11 para cavidad vacia, pero propagacion dentro de cavidad
 %%posicionando al cristalNL centrado en L11

[q_outx,z,qcx,zcx]=PB(QX(n),z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,lambda_b,n_index);
 %propagacion de haz de bombeo
 %a partir de condicion inicial QX(n)
 %dentro de la cavidad plano sagital
WX=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*nc0)).^0.5;
 %Tamano de haz dentro del cristal_Plano sagital

[q_outy,z,qcy,zcy]=PB(QY(n),z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc,lambda_b,n_index);
 %propagacion de haz de bombeo
 %a partir de condicion inicial QY(n)
 %dentro de la cavidad plano tangencial
WY=(-lambda_b./(imag(1./q_outy)*pi*nc0)).^0.5;
 %Tamano de haz dentro del cristal_Plano tangencial


```

```
%%%%%%%%%%guardado de informacion distribucion de
%%%%%%%%%%bombeo dentro de la cavidad hasta el cristal
MQCX(n,:)=qcx;
MZCX(n,:)=zcx;
MQCXD(n,:)=q_outx;
MZCXD(n,:)=z;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%inicia propagacion del haz de emision
Mpar0x=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0x
Mpar0y=M_L1;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w0y

%Entradas de la matriz parcial para planos sagital y tangencial

[A0x,B0x,C0x,D0x]=Elementos(Mpar0x);
[A0y,B0y,C0y,D0y]=Elementos(Mpar0y);

[q0x,w0x]=PropagacionqM(A0x,B0x,C0x,D0x,qx(n,m),lambda_e,n_index);
%factorq a la entrada del cristal
[q0y,w0y]=PropagacionqM(A0y,B0y,C0y,D0y,qy(n,m),lambda_e,n_index);
%y ancho de haz en la entrada del cristal

%%primer viaje en la cavidad
Mpar_inx=Mpar0x;%matriz de entrada al cristal
Mpar_iny=Mpar0y;
winx=w0x;%ancho de haz de entrada al cristal
winy=w0y;
qinx=q0x;%factor q de entrada al cristal
qiny=q0y;

%%Iniciando suma de areas, diferecnia
%de volumenes y parametro de ganancia en 0
AT=0;%Suma total de area transversal de haces
DVT=0;%Suma total de diferencia de volumenes de haces
gT=0;%parametro de ganancia
for i=1:Nc
h2x=HT/(WX(i))^2;%contribucion de lentetermica(h_t)
h2y=HT/(WY(i))^2;
%%%%%%%%%%%%%%%%%
nGx=(8*n2*PL(j))/(pi*(winx)^4);%indice de refraccion de lente GRIN
nGy=(8*n2*PL(j))/(pi*(winy)^4);
%%%%%%%%%%%%%%%%%
A_e=winx*winy*pi;%Area transvesal de haz emision dentro de medio ...
    activo
A_b=WX(i)*WY(i)*pi;
%Area transversal de haz de bombeo dentro de medio activo

V_e=A_e*Dz;%%Volumen de segmento-Haz de emision
V_b=A_b*Dz;%%Volumen de segmento-Haz de bombeo

A=A_e+A_b;%Suma de las areas para cada segmento
```

```
AT=AT+A; %Suma total de areas

g=1/A; %sumando en calculo de parametro de ganancia
gT=gT+g; %parametro de ganancia

DV=V_e-V_b; %%%diferecnia de volumen entre haces eun un segmento ...
    de cristal

DVT=DVT+DV; %suma total de las diferencias en volumen entre haces

integrandox(i)=nGx+nc0*h2x; %Integrandos para calcular poder focal
integrandoy(i)=nGy+nc0*h2y;
%%%%%%%%%%%%%
[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%%Mp matriz parcial a la salida del subcristal
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del subcristal

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
DVT=abs(DVT); %Diferencia total de volumen entre haces
q0x=qoutx; %Factor q a la salida del cristal
q0y=qouty;
%Inversion de la distribucion de bombeo generada para el haz
%contrapropagante
for i=1:Nc+1
WXi(i)=WX(Nc-i+2);
WYi(i)=WY(Nc-i+2);
end

%%regreso en cavidad%%%

M00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2;
%elementos de cavidad posteriores al cristal
%para calcular matriz equivalente a seccion posterior
M00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2;

Mpar00x=M_L2*M_R2x*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2x*M_L2*Mpar_outx;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20x
Mpar00y=M_L2*M_R2y*M_L3*M_R3*M_L3*M_R2y*M_L2*Mpar_outy;
%%Matriz propagacion parcial de llegada al cristal para calcular w20y

[A00x,B00x,C00x,D00x]=Elementos(M00x);
[A00y,B00y,C00y,D00y]=Elementos(M00y);
%%%%%%%Evolucion del factor q saliente del crital por la seccion
%%%%%%%posterior a el y tamano de haz de regreso al cristal por
%%%%%%%la cara posterior(hacia M_2)
```

```
[q00x,w00x]=PropagacionqM(A00x,B00x,C00x,D00x,q0x,lambda_e,n_index);
[q00y,w00y]=PropagacionqM(A00y,B00y,C00y,D00y,q0y,lambda_e,n_index);

%%condiciones de reingreso al cristal
winx=w00x;
winy=w00y;
qinx=q00x;
qiny=q00y;
Mpar_inx=Mpar00x;
Mpar_iny=Mpar00y;

for i=1:Nc

h2x=HT/(WXi(i))^2; %contribucion de lentetermica
h2y=HT/(WYi(i))^2;

[Mpar_outx,qoutx,woutx]=PC(Mpar_inx,qinx,PL(j),n2,winx,Dz,nc0,h2x,...
lambda_e,coord1);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento
[Mpar_outy,qouty,wouty]=PC(Mpar_iny,qiny,PL(j),n2,winy,Dz,nc0,h2y,...
lambda_e,coord2);
%Mp matriz parcial a la salida del elemento

Mpar_inx=Mpar_outx; %Matriz parcial hasta i-esima rebanada de cristal
Mpar_iny=Mpar_outy;
qinx=qoutx; %factor q hasta i-esima rebanada de cristal
qiny=qouty;
winx=woutx; %tamano de haz hasta i-esima rebanada de cristal
winy=wouty;
end
%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion total y condicion de estabilidad

MTotx=M_R1x*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1x*M_L1*Mpar_outx;
%%Matriz total del sistema en plano sagital
MToty=M_R1y*M_L4*M_R4*M_L4*M_R1y*M_L1*Mpar_outy;
%%Matriz total del sistema en el plano tangencial

[Ax,Bx,Cx,Dx]=Elementos(MTotx);
%componentes de la matriz total en plano sagital
[Ay,By,Cy,Dy]=Elementos(MToty);
%componentes de la matriz total en plano tangencial

estabilidadx=(Dx+Ax)/2; %parametro de estabilidad en plano sagital
estabilidady=(Dy+Ay)/2; %parametro de estabilidad en plano tangencial

estabilidad=(estabilidadx+estabilidady)/2;
%parametro de estabilidad en ambos planos

if ((estabilidadx ≤1 && estabilidadx≥-1)&&(estabilidady ≤1 && ...
    estabilidady≥-1)&&(L2>0))
%condiciones de estabilidad

e(n,m)=estabilidad;
```

```
qx(n,m)=(((Dx-Ax)/(2*Bx))-1i*( (1-((Dx+Ax)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(Bx))^-1;
 %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano sagital
qy(n,m)=(((Dy-Ay)/(2*By))-1i*( (1-((Dy+Ay)/2).^2 ).^0.5 ...
    )/abs(By))^-1;
 %factor q al cabo de viaje redondo completo en plano tangencial


Pfocalx(n,m)=trapz(Zc,integrandox); %integracion discreta del ...
    poder focal
Pfocaly(n,m)=trapz(Zc,integrandoy); %integracion discreta del ...
    poder focal
At(n,m)=AT; %Suma total de areas de haces
Dvt(n,m)=DVT; %Suma total de diferencia entre haces
gt(n,m)=gT; %paramertro de ganancia almacenado

else %contraste
e(n,m)=-1;


qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;


Pfocalx(n,m)=-20;
Pfocaly(n,m)=-20;
At(n,m)=0;
Dvt(n,m)=0;
gt(n,m)=0;

end

if(j==1)
e0(n,m)=e(n,m); %mapa de estabilidad a 0W
end
 %%Para asegurar que la cavidad sea estable tanto a 0w como a .5Pc ...
    en al
 %%misma region
if(e0(n,m)==-1 && e(n,m)≠-1)
e(n,m)=-1;
qx(n,m)=0;
qy(n,m)=0;


Pfocalx(n,m)=-20;
Pfocaly(n,m)=-20;
At(n,m)=0;
Dvt(n,m)=0;
gt(n,m)=0;
end


end %cerrando forN2
```

```
end %Cerrando forN1

if(j==1) %Mapa de estabilidad a 0W
QxP0=qx;
QyP0=qy;

U=e;
else %informacion del haz a .5PC
QxPT=qx;
QyPT=qy;

end

coord=[105 96]; %Seleccion de coordenadas [x,y]=[n,m]

q00X(j)=qx(coord(1),coord(2)); % en mapa (n,m) coord(1)=n,coord(2)=m
q00Y(j)=qy(coord(1),coord(2));

end
T=abs(e-U);
TT=T.';
UT=U.';
eT=e.';
AtT=At.';
DvtT=Dvt.';
gtT=gt.';
PfocalxT=Pfocalx.';

figure(1)
pcolor(L,LT,gtT);colorbar
xlabel('Posicion del centro del cristal[m]')
ylabel('Largo entre espejos curvos [m]')
title(['Ganancia','PL= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(2)
pcolor(L,LT,AtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de areas ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(3)
pcolor(L,LT,DvtT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Diferencia de volumenes ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(4)
pcolor(L,LT,PfocalxT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['Poder focal ','P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

 %Mapa de estabilidad  a 0.5Pcr
figure(5)
```

```
pcolor(L,LT,eT);colorbar%e(n,m),L(Y)(n)renglones,LT(X)(m)columnas
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['P_L= ',num2str(PL(N3)),'W']);

figure(6)
pcolor(1:n,1:m,eT);colorbar
xlabel('n')
ylabel('m')

 %Diferencia entre mapas de estabilidad a 0W y0.5Pcr
figure(7)
pcolor(L,LT,TT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(N3)),' y 0 W']);

figure(8) %Mapa de estabilidad  a 0W
pcolor(L,LT,UT);colorbar
xlabel('Posicion del del centro del cristal[m]')
ylabel('Distancia entre espejos curvos [m]')
title(['PL= ',num2str(PL(1)),'W']);

 %%%%propagacion del bombeo dentro de cristal%%

qcx=MQCX(coord(1),:); %factor q de propagacion de bombeo
   %dentro de cavidad hasta el cristal

zcx=MZCX(coord(1),:); %propagacion dentro de cavidad

wcx=(-lambda_b./(imag(1./qcx)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz en cavidad(Bombeo)

figure(9)
plot(zcx,wcx)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([0 max(zcx) 0 max(wcx)])
text1=cat(2,'Prop=',num2str(zcx),' [m]');
title(['Ancho de haz de bombeo']);

 %%%propagacion del bombeo dentro de cristal%
wfc=min(wcx); %Tamano minimo de haz dentro de cavidad
Nz=max(size(zcx));
for i=1:Nz
if(wcx(i)==wfc)
zmin=zcx(i);
a=i;
end
end
 %%dentro

q_outx=MQCXD(coord(1),:); %factor q dentro de cristal
zint=MZCXD(coord(1),:); %propagacion dentro del cristal
```

```

wx=(-lambda_b./(imag(1./q_outx)*pi*nc0)).^0.5;
 %Tamanode haz en cristal(bombeo)
wminb=min(wx);%Tamano minimo de haz dentro de cristal
Nz=max(size(zint));
for i=1:Nz
if(wx(i)==wminb)
zminb=zint(i);%posicion del minimo
b=i;
end
end

figure(10)
scatter(zminb,wminb,25,'b','*')
hold on
plot(zint,wx)
xlabel('z[m]')
ylabel('w[m]')
axis([min(zint) max(zint) min(wx) max(wx)])
title('Ancho de haz de bombeo dentro del cristal');



Zr=pi*wminb^2*nc0/lambda_e;
DR=1-(Zr-Dz)/Zr;



 %%%%Dimensiones de la cavidad%%%%%
Lt=LT(coord(2));%%Largo de cavidad entre espejos concavos
L11=L(coord(1));%%Posicion del centro del cristal respecto a M_1
L22=Lt-L11; %%Distancia del centro del cristal a M_2

L1=L11-0.5*t;%Distancia entre cara frontal del cistal y M_1
L2=L22-0.5*t;%Distancia entre cara posterior del cistal y M_2
 %%%%%%%%%%%%%
N=100;%Numero de pasos
z0=0; %Posicion inicial
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QX(coord(1)),z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc...
,lambda_b,n_index);
 %bombeo  dentro de cavidad hasta el cristal
winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;
 %Distribucion de bombeo dentro de cristal
 %Inversion de distribucion
for j=1:Nc+1
Wix(j)=winbx(Nc-j+2);
end
 %%%
for i=1:N3
q0=q00X(i);%factor q inicial para viaje redondo completo_Plano ...
    sagital
P=PL(i);%Potencia de operacion
 %Propagacion en Viaje Redondo
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,P,lambda_e...
```

```
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital
Wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital

win(i)=Wx(min(size(Wx))); %Tamano de haz inicial
wout(i)=Wx(max(size(Wx))); %Tamano de haz final
DWp(i)=abs((win(i)-wout(i))/win(i))*100; %Diferencia porcentual
end

figure(11)
plot(PL,DWp)
xlabel('PL[W]')
ylabel('Dw[%]')

%%%%%%Proagacion en X
Pl=PL(N3); %W
N=100;
q0=qx(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano sagital

%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QX(coord(1)),z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc,...
lambda_b,n_index);

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %Distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion de bombeo

for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital


wx=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rx=(1./real(1./q_outx));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano sagital


figure(12)
plot(z,wx)
```

```
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wx)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)

figure(13)
plot(z,Rx,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rx) max(Rx)])

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Propagacion en Y%%%%%%%
q0=qy(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacion en plano tangencial
%bombeo en cristal%%%
[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QY(coord(1)),z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc...
,lambda_b,n_index);

winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;%Distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion de bombeo
for i=1:Nc+1
Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano tangencial

wy=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
%tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ry=(1./real(1./q_outy));
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Plano tangencial




figure(14)
plot(z,wy)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wy)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
```

```
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)

figure(15)
plot(z,Ry,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ry) max(Ry)])
%%%%Ambas compomentes

figure(16)
plot(z,wx,'b',z,wy,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(N3)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')
text(z(length(z)/2), wy(length(wy))/2.5,text2)
title(['Direcciones','x & y @',num2str(PL(N3)),'W']);
legend({'ComponenteX','CompoenteY'},'Location','southwest')


%Propagacion a 0W
%%Propagacion en X
Pl=PL(1);%Potencia de operacion

q0=QxP0(coord(1),coord(2));
%factor q inicial para iniciar propagacio en plano sagital
%bombeo en cristal%%%

[q_out,z_out,qc,zc]=PB(QX(coord(1)),z0,L1,N,t,nc0,coord1,Nc...
,lambda_b,n_index);

winbx=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5;%Distribucion de ...
    bombeo
%inversion de distribucion de bombeo

for i=1:Nc+1
Wix(i)=winbx(Nc-i+2);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

N=100; % Numero de pasos en espacio libre
z0=0; %Posicion inicial

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
[q_outx,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1x,R2x,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
,n_index,coord1,winbx,Wix,HT);
%viaje redondo completo en cavidad con
%cristal no-lineal_Plano sagital
```

```
wxp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outx)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano sagital
Rxp0=(1./real(1./q_outx));
 %Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
 %_Plano sagital

 %Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
    curvatutra_plano
 %sagital

figure(17)
plot(z,wxp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wxp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wxp0(length(wxp0))/1.1,text2)

figure(18)
plot(z,Rxp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Rxp0) max(Rxp0)])
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%propagacion en y P=0W

q0=QyP0(coord(1),coord(2));
 %factor q inicial para iniciar propagacio en plano sagital
 %bombeo en cristal%%%
 [q_out,z_out,qc,zc]=PB(QY(coord(1)),z0,L1,N,t,nc0,coord2,Nc...
 ,lambda_b,n_index);

winby=(-lambda_b./(imag(1./q_out)*pi*nc0)).^0.5; %Distribucion de ...
    bombeo
 %inversion de distribucion de bombeo
 for i=1:Nc+1
 Wiy(i)=winby(Nc-i+2);
 end
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=100;  % Numero de pasos en espacio libre
z0=0;  %Posicion inicial
 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

 [q_outy,z]=V(L1,L2,L3,L4,R1y,R2y,q0,z0,N,Nc,t,nc0,n2,Pl,lambda_e...
 ,n_index,coord2,winby,Wiy,HT);
 %viaje redondo completo en cavidad con
 %cristal no-lineal_Plano sagital


wyp0=(-lambda_e./(imag(1./q_outy)*pi*n_index)).^0.5;
 %tamano de haz(cintura) a lo largo de la cavidad_Plano tangencial
Ryp0=(1./real(1./q_outy));
```

```
%Radio de curvatura del frnete de onda a lo largo de la cavidad
%_Planotangencial

%Ancho de haz a lo largo de la propagacion y radio de ...
    curvatutra_plano
%sagital


figure(19)
plot(z,wyp0)
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 max(wyp0)])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)

figure(20)
plot(z,Ryp0,'b')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Radio de curvatura del frente de onda (R)[m]')
axis([0 max(z) min(Ryp0) max(Ryp0)])

%%%Ambas compomentes %0W
figure(21)
plot(z,wxp0,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wyp0(length(wyp0))/1.1,text2)
title(['Componentes',' x & y @ ',num2str(PL(1)),'W']);
legend({'Componente X','Componente Y'},'Location','southeast')

%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano sagital  ...
    0W y .5Pc
figure(22)
plot(z,wx,'b',z,wxp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wx(length(wx))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes X']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')

%Graficacion del tamano de haz de componentes en plano tangencial ...
    0W y.5Pc
figure(23)
```

```
plot(z,wy,'b',z,wyp0,'r')
xlabel('Distancia de propagacion (z)[m]')
ylabel('Tamano de haz (w)[m]')
axis([0 max(z) 0 10E-4])
text1=cat(2,'L_e=',num2str(Lt),' m');
text2=cat(2,'L_1=',num2str(L1),' m');
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.05,text1)
text(z(length(z)/3), wy(length(wy))/1.1,text2)
title(['Potencias',' 0 y ',num2str(PL(N3)),'W',' Componentes Y']);
legend({'0.5P_{cr}','0W'},'Location','southeast')
```

Bibliografía

[1] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, p. 493–494, 1960.

[2] J. H. E. Peter W. Milonni, *Lasers*. A Wiley-Interscience publication, Wiley, 2010.

[3] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science*, vol. 254, no. 5035, pp. 1178–1181, 1991.

[4] W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "Two-photon laser scanning fluorescence microscopy," *Science*, vol. 248, no. 4951, pp. 73–76, 1990.

[5] M. D. Perry, B. C. Stuart, P. S. Banks, M. D. Feit, V. Yanovsky, and A. M. Rubenchik, "Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 9, pp. 6803–6810, 1999.

[6] R. Paschotta, *Field Guide to Laser Pulse Generation*. Field Guides, Society of Photo Optical, 2008.

[7] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "Locking of he–ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Applied Physics Letters*, vol. 5, no. 1, pp. 4–5, 1964.

[8] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Sub-two-cycle pulses from a kerr-lens mode-locked ti:sapphire laser," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 411–413, Mar 1999.

[9] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Semiconductor saturable-absorber mirror–assisted kerr-lens mode-locked ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 631–633, May 1999.

[10] R. Dabu, "Femtosecond laser pulses amplification in crystals," *Crystals*, vol. 9, no. 7, 2019.

[11] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, "Light-emitting diodes: a new paradigm for ti:sapphire pumping," *Optica*, vol. 5, pp. 1236–1239, Oct 2018.

[12] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of ti:al2o3," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 3, pp. 125–133, Jan 1986.

[13] K. Takehisa and A. Miki, "Method for pumping a ti:sapphire laser with a stable resonator copper vapor laser," *Appl. Opt.*, vol. 31, pp. 2734–2737, May 1992.

[14] H. Liu, S. Sun, L. Zheng, G. Wang, W. Tian, D. Zhang, H. Han, J. Zhu, and Z. Wei, "Review of laser-diode pumped ti:sapphire laser," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 63, no. 8, pp. 2135–2144, 2021.

[15] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, and L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics*. Cambridge University Press, 3 ed., 2017.

[16] A. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986.

[17] K.-H. Lin, Y. Lai, and W.-F. Hsieh, "Simple analytical method of cavity design for astigmatism-compensated kerr-lens mode-locked ring lasers and its applications," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 468–475, Mar 1995.

[18] C. Ramírez-Guerra, J. A. Moreno-Larios, M. Rosete-Aguilar, and J. G. no Mejía, "Mode-coupling enhancement by pump astigmatism correction in a ti:sapphire femtosecond laser," *Appl. Opt.*, vol. 55, pp. 9889–9894, Dec 2016.

[19] M. R. R. Vaziri, F. Hajiesmaeilbaigi, and M. H. Maleki, "New ducting model for analyzing the gaussian beam propagation in nonlinear kerr media and its application to spatial self-phase modulations," *Journal of Optics*, vol. 15, p. 035202, jan 2013.

[20] H. Kogelnik, "On the propagation of gaussian beams of light through lenslike media including those with a loss or gain variation," *Appl. Opt.*, vol. 4, pp. 1562–1569, Dec 1965.

[21] D. Georgiev, J. Herrmann, and U. Stamm, "Cavity design for optimum nonlinear absorption in kerr-lens mode-locked solid-state lasers," *Optics Communications*, vol. 92, no. 4, pp. 368–375, 1992.

[22] M. Riedl, *Optical Design Fundamentals for Infrared Systems*. SPIE tutorial texts, Society of Photo Optical, 2001.

[23] J. Marburger, "Self-focusing: Theory," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 4, pp. 35–110, 1975.

[24] G. Fibich and A. L. Gaeta, "Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 335–337, Mar 2000.

[25] O. Svelto, “I self-focusing, self-trapping, and self-phase modulation of laser beams,” *Progress in Optics*, vol. 12, pp. 1–51, 1974.

[26] U. Farrukh, A. Buoncristiani, and C. Byvik, “An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 11, pp. 2253–2263, 1988.

[27] M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, and R. A. Fields, “Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 19, pp. 1831–1833, 1990.

[28] T. Tanaka, *Experimental Methods in Polymer Science: Modern Methods in Polymer Research and Technology*. Polymers, Interfaces and Biomaterials, Elsevier Science, 2000.

[29] S. Chenais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, and P. Georges, “Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers-part i: theoretical analysis and wavefront measurements,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 9, pp. 1217–1234, 2004.

[30] I. A. S. Milton Abramowitz, *Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover Publications, 1965.

[31] “Getting practical.” `https://spie.org/news/getting-practical`. Consultado el: 20-09-2021.

[32] T. Ennejah and R. Attia, “Mode locked fiber lasers,” in *Current Developments in Optical Fiber Technology* (S. W. Harun and H. Arof, eds.), ch. 15, Rijeka: IntechOpen, 2013.

[33] S. Kimura, S. Tani, and Y. Kobayashi, “q-switching stability limits of kerr-lens mode locking,” *Phys. Rev. A*, vol. 102, p. 043505, Oct 2020.

[34] A. S. Mayer, C. R. Phillips, and U. Keller, “Watt-level 10-gigahertz solid-state laser enabled by self-defocusing nonlinearities in an aperiodically poled crystal,” *Nat Commun **8***, no. 1673, 2017.

[35] R. Akbari and A. Major, “High-power diode-pumped kerr-lens mode-locked bulk yb:kgw laser,” *Appl. Opt.*, vol. 56, pp. 8838–8844, Nov 2017.

[36] “Ti:Sapphire Laser Crystals.” `http://www.roditi.com/Laser/Ti_Sapphire.html`. Consultado el: 06-08-2021.

[37] “TI:SAPPHIRE CRISTAL.” `https://www.altechna.com/wp-content/uploads/2018/10/ti-sapphire-white-paper-a4-05.pdf`. Consultado el: 02-08-2021.

[38] “Ti:Sapphire.” `https://www.crylink.com/wp-content/uploads/PDF/Ti-Sapphire-Laser-Crystal-Dadasheet-Laser-Crylink.pdf`. Consultado el: 04-08-2021.

[39] A. Major, F. Yoshino, I. Nikolakakos, J. S. Aitchison, and P. W. E. Smith, “Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire,” *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 602–604, Mar 2004.