

UNIVERSIDAD MIGUEL HERNÁNDEZ DE ELCHE  
ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR DE ELCHE  
GRADO EN INGENIERÍA DE TECNOLOGÍAS DE  
TELECOMUNICACIÓN



UNIVERSITAS  
Miguel Hernández



“Modelización y diseño de un convertidor activo de imagen infrarroja con ecualización del campo angular”

TRABAJO FIN DE GRADO

Septiembre -2020

AUTOR: Miguel Cuenca Piqueras

DIRECTOR: Haroldo Juan Maestre Vicente



## Resumen:

Los sistemas activos de conversión de imagen están limitados en el campo de visión, para poder aumentarlo, se propone tener un espectro de bombeo ancho. Si este no está controlado, puede generar imágenes distorsionadas, es decir, generar zonas con nulos y máximos (habrá zonas donde la imagen no se convierta). Para solucionar este problema, queremos comprobar si, modulando el espectro de bombeo podemos ecualizar el campo angular de la imagen, aumentando así el campo de visión, manteniendo una imagen clara (intensidad estable).

Para poder comprobar la viabilidad de la obtención de imágenes anchas y estables deberemos implementar un modelo que reproduzca los procesos no lineales de suma de frecuencia. Además, para poder llevar este sistema a la práctica necesitaremos diseñar un láser sintonizable, donde seremos capaces de dar una respuesta determinada al ancho de bombeo. Por último, para que el proceso sea lo más eficiente posible, propondremos evaluar los procesos no lineales en un sistema intracavidad.

Como resultados del trabajo obtenemos que el sistema propuesto, la ecualización del espectro de bombeo, sí que consigue modular el campo angular de la imagen, aumentando de esta forma el campo de visión al mismo tiempo que suavizamos y equilibramos las imágenes. Por su contra, tenemos que perdemos eficiencia de conversión.

## Resum:

Els sistemes actius de conversió d'imatge estan limitats en el camp de visió, per a poder augmentar-lo, es proposa tenir un espectre de bombeig ample. Si aquest no está controlat, pot generar imatges distorsionades, és a dir, generar zones amb nuls i màxims (hi haurà zones on la imatge no es convertisca). Per a solucionar aquest problema, volem comprovar si, modulant l'espectre de bombament podem equalitzar el camp angular de la imatge, augmentant d'aquesta manera el camp de visió, mantenint una imatge neta (intensitat estable).

Per a poder comprovar la viabilitat de l'obtenció d'imatges amples i estables haurem d'implementar un model que reproduísca els processos no lineals de suma de freqüència. A més, per a poder portar aquest sistema a la pràctica necessitarem dissenyar un làser sintonitzable, on serem capaços de donar una resposta determinada a l'amplada de bombeig. Finalment, perquè el procés siga el més eficient possible, proposarem avaluar els processos no lineals en un sistema intracavidad.

Com a resultats del treball obtenim que el sistema proposat, l'equalització de l'espectre de bombament, sí que aconseguim modular el camp angular de la imatge, augmentant d'aquesta forma el camp de visió al mateix temps que suavitzem i equilibrem les imatges. Per la seua contra, hem de perdre eficiència de conversió.

## **Abstract:**

Active image conversion systems are limited in the field of view, in order to increase it, it is proposed to have a wide pump spectrum. If this is not controlled, it can generate distorted images, that is, generate areas with nulls and maximums (there will be areas where the image is not converted). To solve this problem, we want to check whether, by modulating the pumping spectrum, we can equalize the angular field of the image, thus increasing the field of view, maintaining a clear image (stable intensity).

In order to check the viability of obtaining wide and stable images, we must implement a model that reproduces the non-linear frequency summation processes. Furthermore, to put this system into practice we will need to design a tunable laser, where we will be able to give a specific response to the pumping width. Finally, to make the process as efficient as possible, we will propose to evaluate non-linear processes in an intracavity system.

As results of the work, we obtain that the proposed system, the equalization of the pumping spectrum does manage to modulate the angular field of the image, thus increasing the field of view at the same time as we smooth and balance the images. On the contrary, we must lose conversion efficiency.

## Índice

Lista de Figuras.....	viii
Lista de Acrónimos .....	xii
Lista de Tablas .....	xiv
Lista de Ecuaciones.....	xv
1. Antecedentes y estado del arte .....	1
1.1 Antecedentes y viabilidad .....	1
1.2 Estado del arte .....	4
2. Objetivos del proyecto .....	9
2.1 Objetivos principales.....	9
2.2 Objetivos secundarios .....	10
2.3 Metodología, plan de trabajo y recursos .....	11
2.3.1 Recursos disponibles .....	12
2.3.2 Adquisición de inventariable.....	13
2.3.3 Materiales y similares.....	13
2.3.4 Resumen del presupuesto .....	14
3. Desarrollo del proyecto .....	15
3.1 Desarrollo teórico.....	15
3.1.1 Introducción a los procesos no lineales.....	16
3.1.1.1 Procesos paramétricos.....	17
<b>3.1.1.1.1 Interacciones de segundo orden.....</b>	<b>18</b>
<b>3.1.1.1.2 Interacciones de tercer orden.....</b>	<b>23</b>
3.1.1.2 Procesos no paramétricos.....	25
3.1.1.3 Ajuste de fases .....	26
<b>3.1.1.3.1 Casi ajuste de fases (Quasi-phasematching -QPM-).....</b>	<b>29</b>
3.1.1.4 Eficiencia normalizada.....	32
3.1.1.5 Desarrollo de las ecuaciones generales del SFG.....	33

3.1.1.6	Haz gaussiano .....	37
3.1.2	Resonadores láser .....	39
3.1.2.1	Resonadores ópticos.....	41
<b>3.1.2.1.1</b>	<b>Modos Transversales</b> .....	41
<b>3.1.2.1.2</b>	<b>Modos longitudinales</b> .....	47
<b>3.1.2.1.3</b>	<b>Láser sintonizable</b> .....	49
3.2	Conceptos previos .....	52
3.2.1	Índice de refracción del medio .....	52
3.2.2	Saturación en Intensidad y eficiencia de conversión.....	54
3.2.3	Campo de visión.....	56
3.2.4	Resolución.....	60
3.3	Desarrollo del modelo de conversión.....	63
3.3.1	Evaluación de la difracción .....	68
3.3.2	Evaluación de la no linealidad.....	70
3.3.3	Definición del sistema óptico a simular .....	72
3.4	Diseño de un resonador óptico .....	74
3.4.1	Modos transversales .....	81
3.4.2	Modos longitudinales .....	84
3.4.3	Diseño de realimentación del resonador para sintonización de longitud de onda.	86
4	Resultados del modelo .....	89
4.1	Evaluación de la eficiencia de conversión .....	90
4.2	Comprobación de conversión de imágenes .....	98
4.3	Modulación del campo angular .....	104
5	Conclusión y líneas de futuro.....	113
5.1	Líneas de investigación .....	113
5.2	Conclusión.....	115
6	Anexos.....	117
6.1	Anexo A: Modelo SSFM.....	117

6.1.1	SimulaciónNLO.m .....	118
6.1.2	NLORK4.m .....	126
6.1.3	CrystalProp.m.....	128
6.1.4	DesnormInpBeam.....	129
6.1.5	NormInpBeam.m .....	129
6.1.6	Grid.m .....	130
6.1.7	Index_MgO.m .....	130
6.1.8	Field.m.....	131
6.1.9	Buscarwaist.m .....	131
6.1.10	Desfaselente.m .....	132
6.1.11	Propaire.m.....	132
6.2	Anexo B: Interfaz gráfica.....	133
6.3	Anexo C: Espejos de la cavidad.....	135
7	Publicaciones.....	141
8	Bibliografía.....	143

## Lista de Figuras

Figura 1. a) Esquema de un sistema de conversión de longitud de onda de imágenes. b) Esquema de bloques análogo al sistema de conversión. ....	2
Figura 2. Imágenes espectrales de [15]. ....	5
Figura 3. a) Imagen de un carcinoma ductal in situ (DCIS) por microscopio, b) en FTIR y c) por conversión por suma de frecuencia según [50]. ....	8
Figura 4:a) Diagrama del proceso SHG. b) Diagrama energético producido en SHG. ....	20
Figura 5: a) Diagrama del proceso SFG. b) Diagrama energético producido en SFG. ....	22
Figura 6: a) Diagrama del proceso DFG. b) Diagrama energético producido en DFG. ...	23
Figura 7: a) Ajuste de fases colineal en SFG. b) Desacuerdo de fase colineal en SFG. c) Ajuste de fase no colineal en SFG. d) Desacuerdo de fase no colineal en SFG. ....	28
Figura 8: Medio no lineal con estructura periódica. ....	29
Figura 9: Interpretación del ajuste de fase mediante fasores y comprobación de la utilidad del QPM. a) Acumulación de la amplitud en el caso de ajuste de fases $\Delta k = 0$ . b) la amplitud resultante del proceso SFG en $z = Lc$ con $\Delta k \neq 0$ . c) la amplitud resultante del proceso SFG $z = 2Lc$ con $\Delta k \neq 0$ . d) la amplitud resultante del proceso SFG $z = 2Lc$ con $\Delta k \neq 0$ pero añadiendo una fase adicional de $\pi$ en $z = Lc$ (caso QPM). ....	31
Figura 10. Haz gaussiano definido por su waist, rango Rayleigh y ángulo de divergencia de [58]. ....	38
Figura 11. Diagrama de un láser de estado sólido. ....	39
Figura 12. Esquema de un resonador de dos espejos curvos, junto al haz gaussiano correspondiente. [59]. ....	42
Figura 13. Configuraciones de resonadores más comunes. [59]. ....	43
Figura 14. Diagrama de estabilidad de un resonador. [59] ....	44
Figura 15. Pérdidas por difracción para los diferentes modos transversales en función del número de Fresnel. [59] ....	46
Figura 16: Diagrama de modos longitudinales que tendrán ganancia. ....	49
Figura 17. Comparativa entre configuración de Littrow y de Littman. [65]. ....	51
Figura 18. Cálculo del índice extraordinario para diferentes longitudes de onda y distintas temperaturas según [67], incluyendo los resultados de [68] ....	53
Figura 19. Representación del sistema de focalización. ....	57
Figura 20. Comparativa de limitación del campo angular con cristal no lineal de 2cm. a) Gaussiana de imagen que se quiere convertir. b) Sector de la gaussiana que cumple el ajuste de fases para $\theta = 0$ . c) Sector de la gaussiana que verifica el ajuste de fases para un ángulo diferente de 0. ....	58



Figura 21. Comparativa de limitación del campo angular con cristal no lineal de 0.5cm. a) Gaussiana de imagen que se quiere convertir. b) Sector de la gaussiana que cumple el ajuste de fases para $\theta = 0$ . c) Sector de la gaussiana que verifica el ajuste de fases para un ángulo diferente de 0.....	58
Figura 22. Comparativa de la eficiencia normalizada para dos longitudes de onda diferentes. a) Eficiencia normalizada para un cristal de 5mm. b) Eficiencia normalizada para un cristal de 20mm.....	59
Figura 23. Esquema de un sistema 4-F extraído de [52].....	60
Figura 24: Esquema del SSFM simétrico. ....	67
Figura 25: Esquema óptico por simular. ....	72
Figura 26.Sistema del convertido de imagen.....	74
Figura 27. Estabilidad en función de la longitud del resonador.....	77
Figura 28. Tamaño del waist frente el de la cavidad.....	77
Figura 29. Anchura de haz en los espejos cilíndricos en función del tamaño del resonador. .....	78
Figura 30. Comparativa entre las anchuras de haz del bombeo y el modo láser .....	79
Figura 31.Esquema del resonado junto a las anchuras del haz en función de la distancia. .....	80
Figura 32. Pérdidas por confinamiento para el medio no lineal .....	82
Figura 33. Pérdidas por confinamiento para el medio activo.....	83
Figura 34. Sistema de realimentación de la cavidad basado en una configuración Littman. .....	86
Figura 35.Parámetros de la difracción. ....	87
Figura 36. Eficiencia de conversión frente potencia interna del medio no lineal evaluando difracción.....	90
Figura 37. Secciones angulares empleadas en la determinación de la eficiencia de conversión. ....	91
Figura 38. Eficiencia de conversión frente potencia de bombeo para longitudes de onda próximas a la colineal.....	92
Figura 39. Sectores angulares empleados para la comprobación de difracción en sectores poco focalizados.....	92
Figura 40. Eficiencia de conversión frente potencia de bombeo para diferentes longitudes de onda sin divergencia.....	94
Figura 41. Eficiencia normalizada frente ángulos internos de la imagen convertida. ....	95
Figura 42. Comparativa entre las eficiencias normalizadas a cada una de las potencias frente al ángulo interno de la señal convertida.....	96

Figura 43. Eficiencia de conversión normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para el caso colineal ..... 97

Figura 44. Comparativa de tamaño entre el sector de imagen y su convertido. a) Sector colineal de imagen que se quiere convertir. b) Sector colineal convertido. .... 98

Figura 45. Comprobación de la conversión de imagen, tanto en resolución (1.25 líneas/mm en la imagen original) como el uso ancho de bombeo, con un waist de 215  $\mu\text{m}$  de bombeo. a) Imagen que queremos convertir cuya frecuencia es 1.25 líneas/mm. b) Imagen convertida para la longitud de onda colineal. c) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0 nm. d) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 0.51 nm. e) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0.51 nm. f) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.02nm. g) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.01 nm. h) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.53 nm. i) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.53 nm. .. 101

Figura 46. Comprobación de la conversión de imagen, tanto en resolución (2.6 líneas/mm en la imagen original) como el uso ancho de bombeo, con un waist de 430  $\mu\text{m}$  de bombeo. a) Imagen que queremos convertir cuya frecuencia es 2.6 líneas/mm. b) Imagen convertida para la longitud de onda colineal. c) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0 nm. d) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 0.51 nm. e) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0.51 nm. f) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.02nm. g) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.01 nm. h) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.53 nm. i) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.53 nm. .. 102

Figura 47. Comprobación de la conversión de imagen, tanto en resolución (2.6 líneas/mm en la imagen original) como el uso ancho de bombeo, con un waist de 430  $\mu\text{m}$  de bombeo. a) Imagen que queremos convertir cuya frecuencia es 2.6 líneas/mm. b) Imagen convertida para la longitud de onda colineal. c) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0 nm. d) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 0.51 nm. e) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0.51 nm. f) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.02nm. g) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.01 nm. h) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.53 nm. i) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.53 nm. .. 103

Figura 48. Distintos espectros infrarrojos de múltiples picos a), producen perfiles convertidos con campo angular inhomogéneo b) y c) [13]. Se muestra en d) un perfil homogéneo de conversión. .... 104

Figura 49. Intensidad convertida normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 5mm. .... 106

Figura 50. Intensidad convertida normalizada, relativa a cada una de sus intensidades máximas, frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 5mm. .... 106

Figura 51. Espectro de bombeo empleado en para lograr la homogenización del haz convertido.....	107
Figura 52. Comparativa de la conversión con diferentes espectros. a) imagen original a convertir. b) imagen convertida sin ecualizar el espectro. c) imagen convertida con el espectro ecualizado.....	108
Figura 53. Intensidad convertida normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 20mm. ....	109
Figura 54. Intensidad convertida normalizada, relativa a cada una de sus intensidades máximas, frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 20mm. ....	109
Figura 55. Espectro de bombeo empleado en para lograr la homogenización del haz convertido para 20mm.....	110
Figura 56. Esquema del sistema de realimentación para optimización electrónica del campo angular del convertidor láser de Yb:KGW.....	111



## Lista de Acrónimos

PP-LiNbO<sub>3</sub> o PPLN= Niobato de Litio periódicamente polarizado.

CCD= dispositivos de carga acoplada, del inglés Charge Coupled Devices.

CMOS= semiconductor complementario de óxido metálico, del inglés Complementary Metal-Oxid-Semiconductor.

NEP=potencia equivalente de ruido, del inglés Noise Equivalent Power.

FOV= campo de visión, del inglés field of view.

SFM=mezclado por suma de frecuencias, del inglés Sum-Frequency Mixing.

FIR=infrarrojo lejano, del inglés Far-infrared.

VIS-NIR=visible e infrarrojo cercano, del inglés Visible and near infrared.

CW=onda continua.

YVO<sub>4</sub>:Nd<sup>3+</sup> =Iterbio ortovanadatado dopado de neodimio.

NPCM=ajuste de fase no colineal, del inglés phase-matching no colineal.

QPM=casi adaptación de fase, del inglés quasi-phase matching.

THz=terahercios.

Ppb=partes por billón.

FTIR=espectrometría de transformada de Fourier.

DCIS=carcinoma ductal in situ.

OP=objeto principal.

OS=objeto secundario.

Yb:KGW=Iterbio dopado de potasio galdolinio y tusteno.

SSFM=Split-Step Fourier Method.

PT=paquete de trabajo.

SNR=Relación señal-ruido, del inglés signal noise ratio.

InGaAs =Arseniuro de indio y galio.

Si=silicio.

Yb<sup>3+</sup> =Iterbio dopado.

Nd<sup>3+</sup> =neodimio dopado.

EIR=infrarrojo extendido, del inglés Extended Infrared.

Amp-SLM=modulador espacial de amplitud, del inglés *Amplitude Spatial Light Modulator*.

SHG = generación de segundo armónico del inglés second harmonic generation.

OR= Rectificación óptica, del inglés Optical rectificación.

DFG =Generación de resta de frecuencia, del inglés Difference Frequency Generation..

LF= Línea de investigación futura.



## Lista de Tablas

Tabla 1. Paquete de trabajo 1. ....	12
Tabla 2. Paquete de trabajo 2. ....	12
Tabla 3. Equipos necesarios para proseguir con el proyecto. ....	13
Tabla 4. Materiales necesarios. ....	14
Tabla 5. Resumen del presupuesto.....	14
Tabla 6. Coeficientes de Sellmeier para 5% MgO:LiNbO3 según [67].....	52
Tabla 7. Diagrama del método Runge-Kutta para nuestro sistema de ecuaciones acopladas .....	71
Tabla 8. Parámetros de diseño del resonador.....	75
Tabla 9. Parámetros de la etapa de bombeo y longitud del resonador. ....	78
Tabla 10. Longitudes de separación entre los elementos ópticos del resonador.....	80
Tabla 11. Número de Fresnel de los espejos esféricos.....	81
Tabla 12. Pérdidas por confinamiento en el medio no lineal para el caso más límite. ....	82
Tabla 13. Pérdidas por confinamiento totales por modo.....	83
Tabla 14. Datos del sistema de sintonización de la cavidad. ....	88
Tabla 15. Parámetros empleados para la simulación. ....	89

## Lista de Ecuaciones

(1) Polarización inducida en medios no lineales.....	18
(2) Ecuación de onda en medio no lineales.....	19
(3) Campo eléctrico para interacciones de segundo orden.....	20
(4) Definición de la amplitud compleja.....	20
(5) Polarización no lineal de segundo orden.....	21
(6) Desarrollo de la polarización no lineal de segundo orden.....	21
(7) Descomposición frecuencial de la polarización no lineal de segundo orden.....	21
(8) Descomposición por procesos de segundo orden.....	21
(9) Polarización no lineal de tercer orden.....	25
(10) Campo eléctrico para interacciones de tercer orden.....	25
(11) Descomposición frecuencial de la polarización no lineal de tercer orden.....	26
(12) Descomposición por procesos de tercer orden.....	26
(13) Absorción saturable.....	27
(14) Ajuste de fases para SFG.....	28
(15) Expresión del número de onda.....	28
(16) Otra forma de expresar el ajuste de fases para SFG.....	29
(17) Descomposición vectorial del ajuste de fases para SFG.....	29
(18) Proyección en el eje $z$ del ajuste de fases.....	30
(19) Proyección en el eje $y$ del ajuste de fases.....	30
(20) Ángulo de la señal convertida en función del de la señal de imagen.....	30
(21) Proyección en el eje $z$ cuando la proyección en el eje $y$ es 0.....	30
(22) Coeficiente $d$ de los medio no lineales.....	31
(23) Expresión del coeficiente $d$ en QPM.....	32
(24) Fase introducida por el QPM.....	32
(25) Coeficiente $d$ efectivo.....	32
(26) Ajuste de fases para QPM.....	33
(27) Proyección en $z$ del ajuste de fases para QPM.....	33
(28) Expresión de la eficiencia normalizada.....	34
(29) Polarización no lineal para interacciones de segundo orden.....	35
(30) Susceptibilidad eléctrica de segundo orden del medio no lineal.....	35
(31) Polarización no lineal para interacciones de segundo orden.....	35
(32) Ecuación de onda en medio no lineales.....	35
(33) Ecuación de onda en medio no lineales.....	35
(34) Ecuación de onda en medio no lineales.....	36

(35) Aproximación de envolvente de variación lenta .....	36
(36) Ecuación de onda en medio no lineales evaluando la aproximación .....	36
(37) Ecuación acoplada para señal convertida de SFG .....	36
(38) Ecuación acoplada para señal convertida de SFG .....	37
(39) Polarización no lineal para la señal de imagen en SFG .....	37
(40) Polarización no lineal para la señal de bombeo para SFG .....	37
(41) Ecuación acoplada para señal de bombeo de SFG .....	37
(42) Ecuación acoplada para señal de imagen de SFG .....	37
(43) Ecuación acoplada para señal de bombeo de SFG .....	37
(44) Ecuación acoplada para señal de imagen de SFG .....	37
(45) Expresión de la envolvente compleja de un gaussiano .....	39
(46) Rango Rayleigh .....	39
(47) Evolución de la anchura del haz respecto a $z$ .....	39
(48) Evolución del radio de curvatura del haz respecto a $z$ .....	39
(49) Fase de Gouy .....	39
(50) Ángulo de divergencia .....	40
(51) Expresión de la intensidad de la gaussiana .....	40
(52) Ganancia umbral de un láser de estado sólido .....	42
(53) Expresión de la ganancia saturada .....	43
(54) Expresión de la intensidad que sale al exterior del láser .....	43
(55) Anchura del haz en el espejo de entrada .....	45
(56) Anchura del haz en el espejo de salida .....	45
(57) Waist del modo transversal generado .....	45
(58) Localización del waist desde el espejo de entrada .....	45
(59) Localización del waist desde el espejo de salida .....	45
(60) Condición de estabilidad .....	46
(61) Parámetro $g_1$ .....	46
(62) Parámetro $g_2$ .....	46
(63) Número de fresnel .....	47
(64) Waist para modos cilindricos .....	48
(65) Waist para modos rectangulares .....	48
(66) Pérdidas por confinamiento por haz gaussiano .....	49
(67) Variación en el tamaño del resonador por contener un medio activo .....	49
(68) Tamaño del resonador con medio activo .....	49
(69) Parámetro $q$ que nos defina la longitud de onda central del resonador .....	50
(70) Frecuencia central .....	50



(71) Espaciado frecuencial entre modos longitudinales.....	50
(72) Finura de un modo longitudinal.....	50
(73) Anchura de un modo longitudinal.....	51
(74) Separación frecuencial entre modos transversales y longitudinales.....	51
(75) Expresión de Sellmeier.....	54
(76) Parámetro de temperatura de las expresiones de Sellmeier.....	54
(77) Aproximación de intensidad convertida en SFG.....	56
(78) Intensidad de conversión total.....	56
(79) Ejemplo de cálculo de potencias de máxima conversión.....	57
(80) Eficiencia de conversión.....	57
(81) Waist despues de pasar por una lente.....	56
(82) Ángulo de divergencia en función de la focal.....	56
(83) Ley de snell.....	56
(84) Magnificación en un sistema 4-F.....	60
(85) Frecuencia de corte para una ranura.....	61
(86) Ejemplo de frecuencia de corte de una ranura.....	61
(87) Aproximación para ángulos pequeños de la reducción de imagen.....	62
(88) Magnificación en un sistema 4-F junto a un sistema de conversión.....	62
(89) Representación de las 3 ecuaciones acopladas en una sola.....	63
(90) Definición del campo para deducir el metodo SSFM.....	63
(91) Parte de difracción de la ecuación acoplada.....	64
(92) Parte no lineal de la ecuación acoplada.....	64
(93) Solución analítica de la ecuación acoplada.....	64
(94) Aproximación de desacoplo.....	64
(95) Definicion de la exponencial.....	64
(96) Desarrollo de la aproximación de desacoplo.....	65
(97) Desarrollo de la aproximación de desacoplo.....	65
(98) Solución analítica desacoplada.....	65
(99) Aproximación de Strang.....	66
(100) Solución simbólica mediante la aproximación de Strang.....	66
(101) Comprobación de invertibilidad.....	66
(102) Algoritmo para solucionar la ecuación diferencial acoplada.....	66
(103) Parte de la difracción de la ecuación acoplada.....	68
(104) Definición de la transformada de fourier.....	68
(105) Evaluación de la transformada de fourier en la difracción.....	68
(106) Desarrollo mediante propiedades de la transformada de fourier.....	68

(107) Solución simbólica de la ecuación 103 .....	69
(108) Solución simbólica de la difracción .....	69
(109) Ecuación acoplada no lineal de la señal convertida.....	70
(110) Ecuación acoplada no lineal de la señal de bombeo .....	70
(111) Ecuación acoplada o lineal de la señal de imagen .....	70
(112) Ángulo máximo producido por la apertura numérica de la fibra .....	76
(113) Focal máxima usable para que no se desborde el bombeo .....	76
(114) Índice promedio de la cavidad .....	84
(115) Parámetro $q$ del resonador diseñado .....	84
(116) Frecuencia central del resonador diseñado.....	84
(117) Separación frecuencial entre modos .....	84
(118) Media geométrica de las reflectividades .....	85
(119) Cálculo de la finura del resonador .....	85
(120) Anchura de cada modo longitudinal de nuestro resonador .....	85
(121) Determinación aproximada de la ganancia umbral del láser.....	85
(122) Anchura en longitud seleccionada con un sistema basado en Littman.....	87
(123) Determinación de las longitudes de onda por diferencial angular.....	87
(124) Relación entre ángulos en una red de difracción en orden 1.....	87
(125) Determinación del ángulo refractado de la red.....	88
(126) Determinación del espaciado espacial necesario .....	89
(127) Determinación de resolución en longitud de onda.....	89

# 1. Antecedentes y estado del arte

## 1.1 Antecedentes y viabilidad

Desde el nacimiento de la óptica no lineal en 1961, se comprobó la posibilidad de conversión en longitud de onda no sólo de haces de luz, sino también de imágenes completas [1, 2]. Con ello, se puede convertir la longitud de onda de una imagen y trasladarla desde su región espectral original a otra nueva, donde existen cámaras de vídeo o sensores de imagen eficientes y de alta resolución. Esta técnica permaneció prácticamente inexplorada por la baja eficiencia del proceso que se debía, principalmente, tanto al bajo coeficiente no lineal de los cristales donde se realizaba la mezcla como a la necesidad de láseres complejos y caros, empleados para bombear el proceso de mezcla. Gracias a la aparición de los cristales no lineales periódicamente polarizados (típicamente Niobato de Litio periódicamente polarizado, PP-LiNbO<sub>3</sub> o PPLN) y al empleo de esquemas láser intracavidad, en 2009 [3] se reactivó el interés por esta. Mediante esta técnica, las imágenes en el infrarrojo pueden detectarse de manera directa y en tiempo real, sin necesidad de escanear punto por punto, y evitando largos tiempos de integración, típicos de los sistemas con detección directa en estas bandas. Además, se aprovechan las prestaciones de las cámaras CCD/CMOS ((dispositivos de carga acoplada, del inglés Charge Coupled Devices), (Semiconductor complementario de óxido metálico, del inglés Complementary Metal-Oxid-Semiconductor)) convencionales que operan en la banda entre 0,35-1µm como son su elevada resolución (número de píxeles) y margen dinámico, su bajo ruido (NEP, potencia equivalente de ruido, del inglés Noise Equivalent Power) y funcionamiento a temperatura ambiente.

Los convertidores de infrarrojo medio/lejano resultan de utilidad en todas aquellas aplicaciones en las que se emplea radiación de este tipo, como son astronomía, sensado químico, espectroscopía e imagen térmica para fines militares y no militares (monitorización ambiental, inspección de instalaciones industriales, sensado de temperatura remoto) [4]. También puede tener aplicaciones en diagnóstico médico como por ejemplo la detección de concentraciones de ciertos biomarcadores en la respiración e identificación de tejidos cancerosos [5].

El esquema básico de un sistema de imagen con conversión de longitud de onda se puede observar en la figura 1 a). Una fuente de iluminación (con longitud de onda de emisión  $\lambda_1$ ) es modulada espacialmente al atravesar, o al ser reflejada por un objeto, adquiriendo la información espacial del objeto. Esta onda se combina con otra de elevada potencia (bombeo, típicamente un láser con emisión en longitud de onda  $\lambda_2$ ) usando un acoplador óptico y a través de una lente (L1) se focaliza en un cristal no lineal, para aumentar la intensidad espacial de las ondas que interactúan y lograr así un mayor efecto no lineal de segundo orden ( $\chi^{(2)}$ ). El cristal no lineal realiza el proces

de mezclado sumando la frecuencia de la imagen y del bombeo y dando lugar a otra frecuencia mayor (o longitud de onda menor,  $\lambda_2$ ) que corresponde con la imagen convertida (cumpliendo así con la condición de energía de la figura 1b) y puede ser detectada en una cámara convencional. A este proceso de mezcla de frecuencias ópticas se le denomina SFM (mezclado por suma de frecuencias, del inglés Sum-Frequency Mixing).

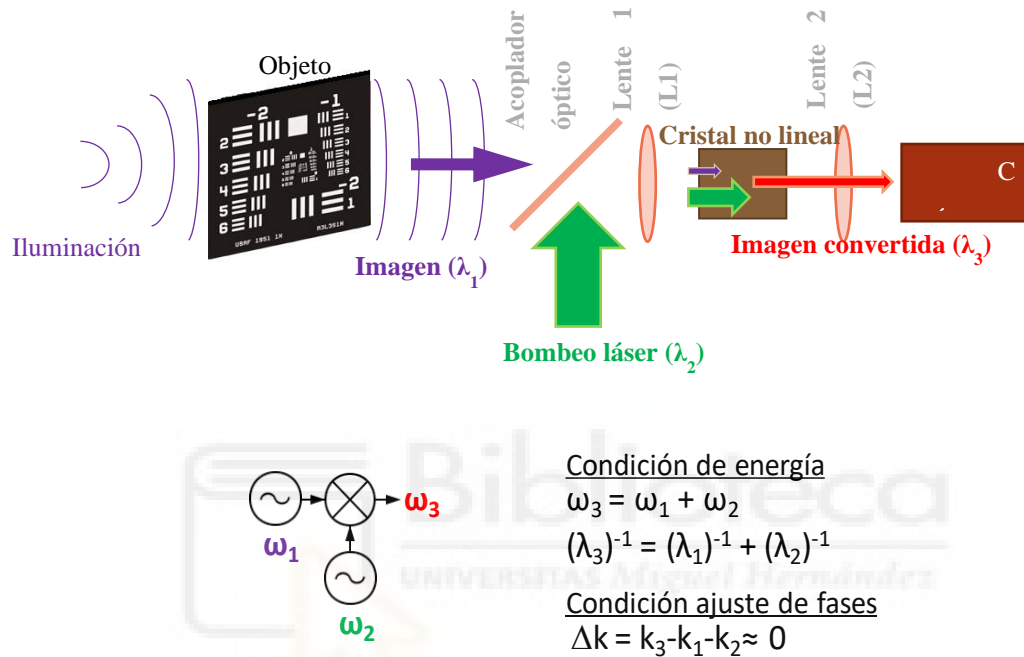


Figura 1. a) Esquema de un sistema de conversión de longitud de onda de imágenes. b) Esquema de bloques análogo al sistema de conversión.

Estos convertidores están compuestos por un láser de estado sólido (encargado de aportar la energía necesaria para el proceso de conversión, es decir, actuando como bombeo del sistema) junto con materiales ópticos no lineales de segundo orden ( $\chi^{(2)}$ ) adecuados (que actúan como mezcladores de la señal de bombeo y la imagen a convertir), que se insertan dentro de la cavidad láser para aprovechar la alta intensidad del campo y mejorar así la eficiencia de conversión del infrarrojo a la región visible por las cámaras convencionales.

En la figura 1 b) se esquematiza el proceso de SFM y las condiciones necesarias para que dicho proceso sea eficiente. Para que el proceso SFM sea eficiente debe cumplirse la condición de energía (que la frecuencia de la señal de salida sea igual a la suma de las frecuencias de las señales de entrada) y la condición de ajuste de fases. La condición de ajuste de fases implica que la diferencia entre los vectores de onda de los haces que intervienen en el proceso sea 0, esto

asegura que las ondas interactúen en fase dando lugar a un efecto constructivo en la generación de la nueva onda. Cuando más distinta de cero sea esta diferencia, menos eficiente será el SFM.

Los antecedentes en que se basa la viabilidad de este tipo de sistemas son los siguientes:

- Si restringimos el rango óptico a longitudes de onda que abarquen desde el UV (ultravioleta) hasta el FIR (infrarrojo lejano, del inglés Far-infrared) o los THz (terahercios), no hay prácticamente límite en los rangos espectrales en que las interacciones no lineales pueden ser viables [6].
- Los cristales no lineales ferroeléctricos con ingeniería de proporcionan gran flexibilidad para hacer eficientes muchas mezclas diferentes [7].
- Una mezcla eficiente requiere que al menos una de las ondas presente intensidad elevada [8].
- En la cavidad de un láser de onda continua, la potencia circulante en el interior es órdenes de magnitud superior a la que se obtiene a su salida, y generalmente está asociada a un modo de pequeña sección transversal, lo que asegura una elevada intensidad del haz láser [9].
- Situando un cristal no lineal dentro de la cavidad de un láser, se pueden realizar procesos de mezcla 100% eficientes, si se hace participar en el proceso de mezcla a la propia onda láser [9].
- Dado que es posible mezclar simultáneamente diferentes direcciones en el haz de entrada con el haz láser, se pueden convertir imágenes completas [1, 2].
- Existen compromisos entre resolución y eficiencia de conversión [1, 2].
- Existen sensores (CCD, CMOS de silicio) de buenas características en el VIS-NIR (visible e infrarrojo cercano, del inglés Visible and near infrared) pero no en otros rangos espectrales.
- Existen un número de láseres de estado sólido con diferentes longitudes de onda, y variedad de cristales no lineales adecuados, para acceder a cualquier región del espectro óptico.
- Un láser de estado sólido bombeado por diodos se puede realizar de forma compacta y miniaturizada.
- Un sensor CCD o CMOS combinado con un sistema de conversión de longitud de onda de imagen adecuado permite la captación de imágenes en cualquier región espectral óptica.

## 1.2 Estado del arte

La técnica de conversión no lineal de imágenes completas ha permanecido prácticamente inexplorada desde los inicios de la óptica no lineal, debido a la baja eficiencia que se conseguía con los materiales y técnicas de la época. A partir del año 2009 comienza a aplicarse de nuevo esta técnica para imágenes en CW (onda continua) con iluminación tanto coherente [3] como incoherente [10], empleando procesos de conversión óptica no lineal intracavidad, en láseres CW de estado sólido que elevan considerablemente la eficiencia de conversión, y empleando, al mismo tiempo, cristales ferroeléctricos con microestructura periódica de dominios que permiten el acceso a coeficientes no lineales más elevados mediante la técnica de QPM (casi adaptación de fase, del inglés quasi-phase matching) [11]. Se aumentaba así la eficiencia de conversión debido a la elevada intensidad que circula dentro de este tipo de láseres. En [10] se muestran los primeros resultados que se publicaron con imágenes incoherentes, basados en esta técnica.

En estos primeros trabajos se identificó que el tamaño del haz de bombeo limita la máxima resolución de imagen alcanzable, actúa como un filtro paso bajo, imponiendo un compromiso entre resolución y eficiencia (que aumenta inversamente al tamaño el haz) y que obliga a que en función de la aplicación se seleccione un parámetro frente a otro.

Otro aspecto identificado [12] fue el de la influencia de la coherencia espacial de la fuente de iluminación, obteniéndose, para mismas condiciones de haz de bombeo, una resolución ligeramente superior (un factor  $\sim\sqrt{2}$ ) para el caso de iluminación con incoherencia espacial frente al caso coherente.

En [5] se demostró la conversión de imágenes en el infrarrojo medio ( $\sim 3 \mu\text{m}$ ) mediante esta técnica de conversión de frecuencia. Además, se comprobó también que diferentes longitudes de onda en el espectro de iluminación dan lugar a conversiones de distintos ángulos de la imagen de entrada debida a NPCM (ajuste de fase no colineal, del inglés phase-matching no colineal), abriendo la puerta a los sistemas de espectroscopía por conversión de frecuencia en el infrarrojo medio [13]. El mismo objeto contiene diferente información espacial si se inspecciona a diferentes longitudes de onda de iluminación (figuras 2 d), e), y f)).

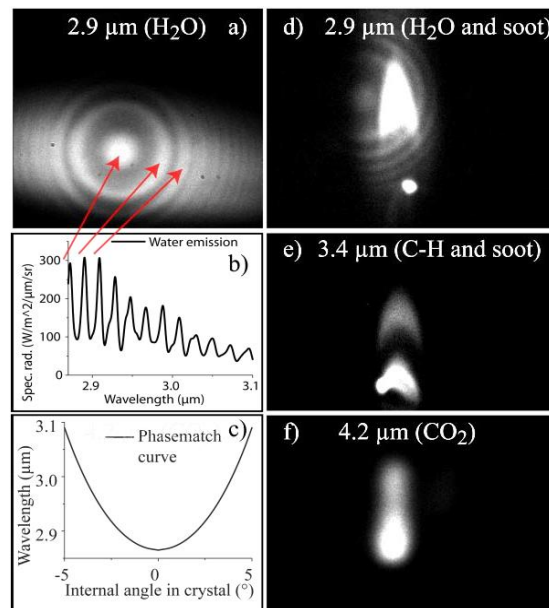


Figura 2. Imágenes espectrales de [15].

En la figura 2 a) y b) se aprecia que el patrón de anillo coincide con el espectro de emisión infrarroja del vapor de agua caliente como se muestra en la imagen b) y se indica con flechas rojas. La imagen c) muestra cómo cambia la longitud de onda de la imagen en función del ángulo interno de incidencia de la luz infrarroja en el cristal.

Estas características, como se ha indicado, pueden emplearse con fines espectroscópicos, pero, por otro lado, pueden suponer una distorsión de la imagen convertida (figura 2 d)). De las figuras 2 d), e) y f) se puede entender, también, la utilidad de disponer de imágenes híperespectrales con las que observar un mismo objeto o proceso a diferentes longitudes de onda. En este caso la combustión de un gas puede aportar información de utilidad si se observa a diferentes frecuencias de emisión.

Aunque se han superado varios problemas de funcionamiento de los convertidores de imagen, el ancho de banda de aceptación en frecuencia (o longitud de onda) del proceso de conversión sigue siendo un factor limitante cuando se aplica en espectroscopía y/o imagen híperespectral.

Existen varias aproximaciones con las que intentar superar esta limitación:

- Ajuste de temperatura del cristal NL [14]. El NPCM asocia diferentes puntos de la imagen convertida a distintas longitudes de onda de iluminación, por lo que mediante un barrido de temperatura se pueden convertir una serie de anillos concéntricos que superpuestos dan lugar a una imagen completa. Es un proceso lento para evitar cualquier daño del recubrimiento en las caras del cristal y, por lo tanto, limita la velocidad de

adquisición. Además, también trae inestabilidad en el sistema, particularmente para configuraciones intracavidad.

- Traslación del objeto dentro del campo de visión del convertidor [15], aprovechando NPCM que asocia a distintos puntos de la imagen diferentes frecuencias de iluminación y de donde puede extraerse la imagen completa asociada a diferentes longitudes de onda de iluminación. Como desventajas presenta un largo tiempo de adquisición, necesita desplazadores lineales mecánicos de cierta precisión y postprocesado software complejo.
- Uso de cristales periódicamente polarizados con periodicidad variable a lo largo del cristal (período *chirpeado*) mejora el ancho de banda a costa de la eficiencia [16]. Su principal desventaja se encuentra en que su diseño y fabricación es compleja [17].
- Barrido de la longitud de onda de bombeo [18]. Este proceso está limitado por el ancho de banda en frecuencia del proceso de conversión y el rango de sintonización de la fuente disponible. Actualmente no se han publicado convertidores de imagen intracavidad con la posibilidad de sintonizar la longitud de onda de bombeo, y por tanto el proceso de conversión.
- Selección del período del cristal no lineal para operar en el punto de inflexión de la curva que relaciona período QPM con longitud de onda de iluminación [19]. No proporciona mucho margen de diseño, cambia de unos materiales no lineales a otros y depende de la temperatura y la longitud de onda de bombeo.

En los convertidores de imágenes otro parámetro importante, junto al ancho de banda de aceptación espectral, es el ancho de banda de aceptación de ángulos de entrada de la imagen infrarroja, lo que determina el FOV (campo angular del inglés Field-of-View) del convertidor. Una mejora del FOV permite un aumento de área convertida y, bajo ciertas condiciones, debería permitir un aumento en la resolución.

En [20] además de un sistema de conversión de imagen en la región eye-safe, se observó que efecto tenía sobre la resolución de las imágenes convertidas el tamaño del haz de bombeo en el cristal no lineal y se propuso el empleo de fuentes de iluminación ASE (emisión espontánea amplificada, del inglés Amplified Spontaneous Emission) en lugar de fuentes láser. También se vio la necesidad de escoger la ubicación del espectro ASE y su anchura para aumentar de manera efectiva el campo angular del convertidor [21]. Estos parámetros vienen determinados por las condiciones de focalización, longitud física del cristal no lineal y longitud de onda de bombeo.



Se encontró un compromiso entre iluminación láser intensa para exteriores, y fuentes ASE de mayor anchura espectral (mejora de campo angular), pero de menor intensidad de iluminación para aplicaciones en interiores. Se compatibilizaron ambos requisitos mediante el empleo de iluminación láser compuesta por dos longitudes de onda próximas osciladas simultáneamente, con intensidad relativa y localización espectral elegidas estratégicamente [22]. Así mismo, se realizó un trabajo en el que se buscaba una técnica capaz aumentar el FOV del convertidor de imagen usando como iluminación una única longitud de onda láser. La técnica empleada consistió en la aplicación de un gradiente de temperatura longitudinal al cristal PPLN [23].

Otro aspecto importante desde el punto de vista práctico, que puede facilitar la explotación comercial de este tipo de sistemas, es la miniaturización del sistema de conversión de imagen, en concreto el láser de estado sólido intracavidad donde se realiza la conversión. Estos sistemas pueden construirse de manera compacta, dando lugar a sistemas robustos y resistentes al desalineamiento por impacto, vibraciones, etc... [24]. En [25] se estudió la técnica autoconversión de imagen en un sistema compacto, mediante la cual un láser de estado sólido genera radiación infrarroja que ilumina un objeto externo. La reflexión del objeto vuelve a reintroducirse de manera adecuada al láser, haciendo su segundo armónico dentro de la cavidad dando así lugar a un desplazamiento espectral que puede registrarse en una CCD. Actualmente se trabaja en la obtención de sistemas de obturación intracavidad para que, estos sistemas de conversión activos puedan emplearse en escenarios exteriores reales, en vez de quedar restringidos a aplicaciones sobre mesa óptica en laboratorio.

En algunos trabajos la configuración intracavidad se ha sustituido por fuentes láser pulsadas tanto para el bombeo como para la iluminación por sus elevadas intensidades de pico. Estas fuentes pulsadas son láseres de supercontinuo, con duraciones de pulso de picosegundo (ps) [26], o láseres mode-locked, con duraciones de pulso de femtosegundos (fs) [27]. La configuración intracavidad de este tipo de láseres resulta técnicamente compleja y se usan, por tanto, en configuraciones de paso único (single-pass). Estos sistemas no pueden considerarse un dispositivo en sí mismos y, aunque presentan un FOV y conversiones espectralmente anchas, la sincronización de pulsos complica el funcionamiento y los sistemas de iluminación/bombeo empleados resultan más caros y complejos que en el caso CW. Además, en el caso de láseres de fs, en el que los anchos espectrales de los láseres empleados son muy elevados, aparece el problema de emborronamiento (del inglés blurring) de la imagen debido al NPCM, efecto más apreciable en los puntos más alejados del centro de la imagen [27].

En cuanto a los rangos espectrales cubiertos por la técnica de conversión de imagen la mayoría de los trabajos están centrados en el SWIR (infrarrojo de onda corta, del inglés Short-wave infrared) y, especialmente, en el MIR (infrarrojo medio, del inglés medium-wave infrared).

Respecto a regiones infrarrojas más alejadas, existen referencias aisladas en el LWIR [28, 29] y en la región de THz [30, 31]. Respecto a la conversión en el rango de THz cabe destacar que la conversión se realiza empleando láseres pulsados y que la operación intracavidad en CW todavía no ha sido demostrada.

Por último, vamos a ver algunas aplicaciones de la conversión de frecuencia del infrarrojo a frecuencias detectables en cámaras CCD. La conversión del infrarrojo medio tiene una alta aplicabilidad relacionada con la naturaleza de la estructura molecular de muchos materiales, ya que impone absorciones con características espectrales diferentes para distintos compuestos, concentraciones, etc... Dentro de su amplio conjunto de posibles aplicaciones, se pueden nombrar como principales el diagnóstico médico (proporcionar una nueva forma de detectar tejido canceroso) [32-39], análisis medioambiental (detección de gases de efecto invernadero, a partir de la absorción en el infrarrojo medio) [40-43], análisis de materiales [44], análisis de reacciones químicas [45, 46], industria [47], y seguridad y defensa (detección de elementos químicos o personas) [48, 49].

En [50] se construyó un sistema de imagen en el LWIR mediante el cual se estudiaron muestras de carcinoma ductal in situ (DCIS) de pecho. En la figura 3 se muestra una imagen del carcinoma obtenida por conversión por suma de frecuencia de  $9,8 \mu\text{m}$  a  $958,8 \text{ nm}$ . Se muestra a modo de comparación la obtenida por espectrometría de transformada de Fourier (FTIR), que es la técnica habitual empleada en este rango del espectro infrarrojo.

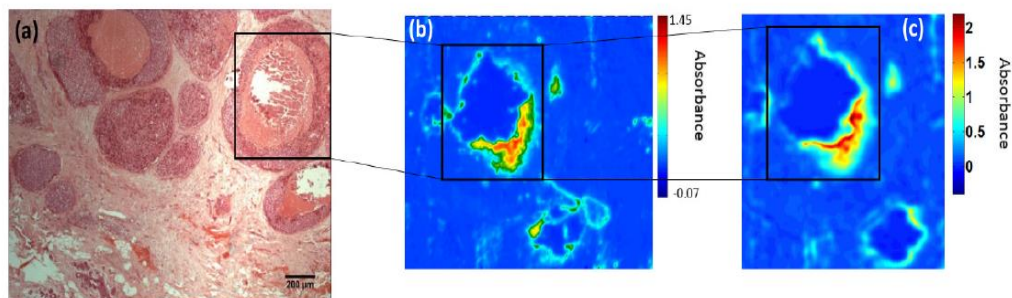


Figura 3. a) Imagen de un carcinoma ductal in situ (DCIS) por microscopio, b) en FTIR y c) por conversión por suma de frecuencia según [50].

## 2. Objetivos del proyecto

### 2.1 Objetivos principales<sup>1</sup>

Podemos plantear como uno de los objetivos principales de este proyecto, desarrollar completamente un modelo matemático de un sistema de conversión de imagen en la región segura para los ojos (del inglés eye-safe). El segundo objetivo principal sería diseñar una cavidad láser para excitar el haz de bombeo empleado en un sistema de conversión. Además, se deberá tener en cuenta que el proceso no lineal de suma de frecuencias se llevará a cabo intracavidad, para el correcto diseño de esta cavidad.

Por tanto, los objetivos generales de nuestro proyecto serán:

#### **OBJETIVO PRINCIPAL 1**

---

Obtener un modelo teórico tridimensional de los efectos no lineales de suma de frecuencias, teniendo en cuenta parámetros tan importantes como la resolución, el campo angular y la eficiencia. Para ello se plantea resolver numéricamente las ecuaciones acopladas del proceso de suma de frecuencias a partir del método SSFM que se enfoca, por un lado, en la evaluación de la difracción en el medio no lineal y por otra parte la interacción entre los diferentes campos

Este modelo debe incluir la opción de modificar las características asociadas al bombeo, ya sea la potencia, el waist o el ancho de banda. La importancia de tener esta libertad es poder verificar si podemos mejorar parámetros como el campo de visión alterándolos. Además de la opción de modificar las condiciones del espectro de bombeo, se debería introducir imágenes para verificar que el sistema funciona correctamente y esta se convierte a la longitud de onda adecuada.

Este modelo se plantea con el objetivo de buscar un método con el que poder homogenizar la imagen convertida, es decir, que para todos los puntos tenga una intensidad prácticamente estable.

---

---

<sup>1</sup> Debido a la actual situación de incertidumbre producida por el Covid19 y a situaciones externas a nosotros (rotura del medio activo) el proyecto se remodeló, pasando de desarrollar un montaje y analizarlo a tan solo diseñarlo y modelizarlo. Por este motivo se proponen estos objetivos, pero en el presupuesto se detalla los elementos necesarios para la realización del proyecto original. Los paquetes de trabajo también han sido modificados por este mismo motivo.

## **OBJETIVO PRINCIPAL2**

---

Diseñar un láser de estado sólido a partir de un láser de diodo como bombeo del láser y con Yb:KGW como medio activo. Para el diseño de este láser se debe desarrollar una cavidad, que servirá como sistema de realimentación. En el interior de esta se introducirá el medio no lineal para la evaluación de procesos no lineales intracavidad, por este motivo se debe ser capaz de extraer de la cavidad la imagen convertida e introducir la imagen en la región eye-safe.

---

## **2.2 Objetivos secundarios**

Podemos plantear como objetivos secundarios diseñar un sistema de realimentación para permitir sintonizar nuestro láser de bombeo e implementar una interfaz gráfica para facilitar el uso del modelo matemático, teniendo en cuenta que debe introducir la opción de seleccionar una imagen o modificar la anchura de haz del bombeo.

Entonces, podemos definir nuestros objetivos secundarios como:

### **OBJETIVO SECUNDARIO 1**

---

Crear una interfaz gráfica que permita el uso básico del modelo matemático sin necesidad de saber programar o que valores modificar en el código. En esta interfaz gráfica se deberá representar la imagen convertida incluyendo la opción de mostrar como es el perfil transversal para cada una de las longitudes de onda empleadas en el bombeo. Además de esto, se debe poder modificar la anchura del haz de bombeo y el de la imagen para poder comprobar los efectos que provocaría en la conversión.

---

### **OBJETIVO SECUNDARIO 2**

---

Diseñar un sistema de realimentación externo a la cavidad para tener la capacidad de sintonizar el láser diseñado. Esta capacidad es importante para poder comprobar el comportamiento del sistema de conversión para longitudes de onda que no verifican el ajuste de fases colineal. Como se estudió en [51] el aumentar el ancho de bombeo puede mejorar el campo de visión de la imagen.

---

## 2.3 Metodología, plan de trabajo y recursos

La metodología de este proyecto consiste en la definición de diferentes tareas que se agruparán en paquetes de trabajo (PT). Las actividades del proyecto se encajan en un paquete de trabajo, las actividades secundarias será las que tendrán una menor prioridad dentro de la planificación.

A continuación, en la tabla 1 y en la tabla 2, se describen los paquetes de trabajo, asociados a cada uno de los objetivos principales, debido a que son independientes. En estos paquetes de trabajo se especifica su objetivo principal (OP) concreto, los requisitos previos necesarios para llevarlo a cabo y las tareas que lo componen. Como información adicional, también se especifica en el paquete de trabajo y en cada tarea las fechas de inicio y fin, indicadas en meses desde el inicio del proyecto.

<b>PT1. Herramienta de modelización de la conversión</b>
Fecha de Inicio y Fin: M1 – M12
<b>Objetivo Principal Asociado: OP1</b>
<u>Requisitos previos:</u> La modelización y la resolución numérica no requieren de estos.
<b>Tareas:</b>
<p><b>T1.1. Búsqueda bibliográfica y selección de software (M1 – M2)</b></p> <p>En esta tarea se buscará bibliografía relacionada con óptica no lineal, concretamente sobre el desarrollo del mezclado de tres ondas y se buscará el software más adecuado para su resolución numérica.</p>
<p><b>T1.2. Modelización tridimensional de la conversión de imagen (M3 – M8)</b></p> <p>Planteamiento del modelo mediante SSFM para resolver las ecuaciones acopladas del proceso no lineal de suma de frecuencias. En esta se estudiará el comportamiento de diversos parámetros físicos para mejorar la resolución y el campo angular para la región de interés.</p>
<p><b>T1.3. Comparación entre resultados de la modelización y experimentos. (M9 – M12)</b></p>

En esta tarea se plantea contrastar los resultados del modelo con datos experimentales de artículos de otros investigadores. Tras su evaluación podrán realizarse modificaciones o correcciones del modelo. En caso de ser todo esto correcto y disponer de un tiempo sobrante se podría empezar con el objetivo secundario (OS1).

Tabla 1. Paquete de trabajo 1.

<b>PT2. Diseño de una cavidad láser para la evaluación de procesos no lineales</b>
Fecha de Inicio y Fin: M6 – M12
<b>Objetivo Principal Asociado: OP2</b>
<u>Requisitos previos:</u> El diseño de una cavidad láser no presenta ningún requisito previo.
<b>Tareas:</b>
<p style="text-align: center;"><b>T2.1. Búsqueda bibliográfica (M8 – M9)</b></p> <p>En esta tarea se buscará bibliografía relacionada con láseres de estado sólido, concretamente sobre el diseño de cavidades ópticas y se buscará algún software que facilite el cálculo de los parámetros del resonador y el láser.</p> <p style="text-align: center;"><b>T2.2. Desarrollo de un diseño de un resonador óptico (M10 – M12)</b></p> <p>Planteamiento de los requisitos que queremos cumplir y el material que emplearemos. Una vez determinado, deberemos hacer un proceso iterativo para conseguir el diseño deseado, debido a que probablemente no podamos cumplir todas las condiciones. Se deberá asegurar que el resonador es estable y alcanza valores razonables de anchura de haz. Si hay tiempo sobrante desarrollaremos el objetivo secundario (OS2)</p>

Tabla 2. Paquete de trabajo 2.

### 2.3.1 Recursos disponibles

Para la realización del proyecto, el equipo investigador cuenta con un laboratorio propio asignado al Grupo de Sistemas Fotónicos por la UMH, cuyo responsable es el investigador principal Juan Capmany. Con relación al equipamiento, el laboratorio está ampliamente equipado con equipos e instrumentación adecuada para la construcción y caracterización de sistemas láser de estado sólido y de fibra dopada.

Se optará por el entorno de programación MATLAB debido al conocimiento que dispone el desarrollador del modelo y la velocidad de procesamiento de matrices en comparación con otros lenguajes de programación, ya que MATLAB fue diseñado para operar con matrices y vectores, esto será de vital importancia debido a que habrá que efectuar cálculos complejos en grandes magnitudes (Transformadas de Fourier), otra de las posibilidades sería apostar por el lenguaje de programación de Python, pero no se ha apostado por él debido a la necesidad de utilizar una cantidad mayor de tiempo para desarrollar el modelo.

El programa empleado para el diseño del resonador será reZonator, este software es una buena herramienta para diseñar resonadores y calcular la propagación de haces a través de sistemas ópticos. La ventaja de este programa es la sencillez y la gratuidad para fines educativos.

### 2.3.2 Adquisición de inventariable

Descripción	Coste Imputable <sup>2</sup>
Fuente Láser rango infrarrojo en región eye save	2.103,04€
Fuente láser sintonizable de mesa con salida a fibra acoplada	9.547,15€
<b>Total Adquisición de inventariable</b>	<b>11.650,19 €</b>

Tabla 3. Equipos necesarios para proseguir con el proyecto.

*Nota: Para más información sobre características de los materiales contactar con los ejecutores del proyecto, ya que antes de la compra de estos se deberá hacer una búsqueda de elementos exacta para el posterior diseño de la cavidad.*

### 2.3.3 Materiales y similares

Descripción	Coste Imputable
Cristales no lineales	15.000,00 €
Componentes opto-mecánicos.	2.500,00 €
Diodos láser de bombeo	5.000,00 €
Cristales láser	3.000,00 €

<sup>2</sup> Todos los valores incluidos en coste imputable de las tablas 2 a 4 incluyen un 21% de IVA, siendo este vigente a fecha de 29/01/2020. En caso de modificación del IVA, este deberá ser costeado por el cliente.

Componentes ópticos en las distintas bandas de trabajo	2.000,00 €
<b>Total Materiales y similares</b>	<b>27.500,00 €</b>

Tabla 4. Materiales necesarios.

*Nota: En los materiales anteriores no está todo lo necesario para efectuar el proyecto, ya que la propia universidad nos pondrá a nuestra entera disposición algunos de estos como: Redes de difracción, mecánica física (kit de sujeciones metálicos), kit de atenuadores ópticos de absorción y kit de soportes.*

*Aplicar la nota del apartado anterior en este apartado si procede.*

### 2.3.4 Resumen del presupuesto

Tipo de coste	Concepto	Coste imputable
Costes Directos	Adquisición de inventariable	11.650,19 €
	Fungible y similares	27.500,00 €
<b>Total Costes directos</b>		<b>39.150,19 €</b>

Tabla 5. Resumen del presupuesto.



## 3 Desarrollo del proyecto

En primer lugar, antes de poder llevar a cabo el desarrollo de los objetivos propuestos para este trabajo, deberemos desarrollar teóricamente como se llevan a cabo los procesos no lineales y el diseño de un láser de cavidad. De esta forma se podrá comprender las implicaciones que deberemos tener en cuenta a la hora de modelizar el sistema de conversión y diseñar el láser.

Posteriormente, trataremos algunos conceptos previos con importancia para el correcto desarrollo del trabajo. Estos conceptos son como se calcula el índice de refracción del medio no lineal, la aparición de una saturación en intensidad por tener una máxima conversión para una intensidad determinada, el campo de visión y su implicación en la conversión de imágenes cuando hay ajuste de fases no colineal y la resolución de la imagen debido a la imposición de un paso bajo por el bombeo.

A continuación, comenzaremos con el desarrollo de los objetivos del proyecto, para ello describiremos el desarrollo necesario para resolver las ecuaciones diferenciales acopladas que se desarrollará en la sección 3.1.1.5 “Desarrollo de las ecuaciones generales del SFG”. En este punto se verá en que consiste el método de cálculo y como se puede evaluar cada una de las partes de las ecuaciones. Por último, se tratará el diseño de un resonador láser para el objetivo de comprobar los efectos no lineales en un sistema intracavidad. Por este motivo el diseño debe estar adaptado a estas condiciones, como tener una entrada y una salida para la imagen. Además, se tratará de diseñar un sistema de realimentación adicional para hacer nuestro láser sintonizable.

### 3.1 Desarrollo teórico

En esta sección vamos a explicar tanto los procesos no lineales como los resonadores ópticos. Dentro de los procesos no lineales vamos a distinguir entre procesos paramétricos y no paramétricos, centrándonos en los procesos paramétricos de suma de frecuencia. En esta clase de procesos veremos como está condicionada la generación de un nuevo haz, debido al ajuste de fases y la condición de energía. En el ajuste de fases podemos distinguir entre colineal y no colineal según como sea el ángulo del haz incidente. Además, veremos brevemente una de las técnicas más importantes para conseguir el ajuste de fases a las longitudes de onda deseadas, denominada casi ajuste de fases.

Posteriormente trataremos la relación entre el ajuste de fases y la eficiencia normalizada de conversión y finalmente desarrollaremos las ecuaciones que describen el comportamiento de este tipo de procesos, incluyendo la explicación de una de las envolventes complejas más comunes, el haz gaussiano.

Con respecto a los resonadores ópticos, hablaremos superficialmente de las partes de un láser de cavidad y su implicación para que este funcione. Posteriormente, veremos en profundidad el funcionamiento y comportamiento de un sistema de realimentación. Para ello estudiaremos los modos que se generan en el interior de una cavidad, transversales y longitudinales, y que se necesita para que una cavidad sea estable. Cada uno de estos modos controlan una parte diferente del láser y se deben tratar en conjunto, los modos transversales definen el perfil transversal que emitirá nuestro láser mientras que los longitudinales controlan que frecuencias se emiten en función de la ganancia del medio activo.

Por último, trataremos dos métodos diferentes para poder hacer nuestro láser sintonizable, siempre y cuando se cumplan unos requisitos mínimos. El método en el cual nos centraremos y usaremos posteriormente en el diseño de la cavidad, es el de sintonización por pérdidas del resonador.

### 3.1.1 Introducción a los procesos no lineales

En esta sección realizaremos una explicación sobre que son los procesos no lineales en óptica. Para una descripción completa se puede consultar los capítulos 3 y 21 de [52], 1.1, 1.2, 2.3, 2.6 y 2.7 de [53] y capítulo 2 de [54]

La óptica no lineal es la parte de la óptica que estudia el comportamiento de las ondas electromagnéticas en medios no lineales. Estos efectos no son evidentes debido a que solo se producen cuando la fuente es intensa y concentrada, normalmente solo los láseres cumplen estos requisitos.

Estos medios no lineales son a los que aplicándoles un campo electromagnético generan una polarización dieléctrica que no es proporcional a la amplitud del campo. La polarización inducida puede describirse como:

$$\begin{aligned}\vec{P}(\vec{r}, t) &= \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(\vec{r}, t) + \dots] \\ &\equiv \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) + \dots,\end{aligned}\tag{1}$$

donde P representa la polarización inducida,  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $\chi$  es la susceptibilidad eléctrica, E representa al campo eléctrico y  $\vec{r}$  representa que el campo y la polarización dependen de  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ . El término  $\vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t)$  podemos decir que es la respuesta lineal del medio,  $\vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t)$  es la respuesta no lineal de orden 2 y así sucesivamente. Por lo que podemos observar que hay fenómenos que dependen del campo al cuadrado, al cubo y ordenes mayores. Dependiendo de como sea la amplitud del campo y la susceptibilidad eléctrica del medio para cada uno de los órdenes, obtendremos diferentes tipos de fenómenos o procesos no lineales.

Tenemos que comentar que la susceptibilidad eléctrica presentada en la ecuación anterior realmente son tensores, esto es debido a que los efectos no lineales dependen de las propiedades cristalográficas del material. Esto significa que un campo eléctrico cuya polarización es en una determinada dirección puede generar una polarización en otra dirección diferente.

Debemos indicar que el desarrollo de la polarización, no se suele estudiar a órdenes superiores al tercero. Esto es debido a que para producir estos efectos no lineales superiores deberemos utilizar potencias ópticas demasiado grandes, que difícilmente llegamos a alcanzar en la práctica.

Es importante decir la razón por la que estudiamos la polarización inducida en el medio. Esto es debido a que la variación temporal de la polarización no lineal actúa como una fuente de nuevos campos electromagnéticos en el medio. Esto lo podemos intuir con la ecuación de onda en medios no lineales:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (2)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $\vec{P}^{NL}(\vec{r}, t)$  representa los órdenes no lineales de la polarización. Viendo el significado de esta ecuación, podemos comprobar que la aceleración de las cargas que constituyen el material (la variación temporal de la polarización no lineal) son una fuente de campo electromagnético a esa misma frecuencia a la que oscilan las cargas en el medio, por tanto, se generará un nuevo haz en el interior del medio no lineal.

Podemos dividir los procesos no lineales en dos secciones bien diferenciadas, procesos paramétricos y procesos no paramétricos.

### 3.1.1.1 Procesos paramétricos

Los procesos paramétricos son aquellos que, al producirse en un medio, no modifican el estado cuántico de este mismo, es decir, el estado cuántico es el mismo al inicio que al final del proceso. Estos procesos pueden elevar población del nivel más bajo (tierra o un nivel real) a un nivel superior intermedio (nivel virtual) por unos breves instantes de tiempo.

Este tipo de procesos se caracteriza porque el cambio de estados cuánticos no es entre estados reales, sino entre uno real y otro virtual, donde la población tiene un tiempo de vida muy bajo. Además, la susceptibilidad eléctrica en estos procesos es únicamente real, debido a esto la energía siempre se conserva en este tipo de procesos, es decir, la energía a la entrada es la misma que a la salida del sistema.

Vamos a separar este tipo de procesos en dos ramas, interacciones de segundo orden y de tercer orden. La diferencia que existe entre estas interacciones es cuál es la susceptibilidad eléctrica que predomina en el medio y cuanta energía se está introduciendo en el sistema (es necesario tener intensidades bastante mayores para provocar procesos no lineales de orden 3 que de orden 2). Si predomina  $\chi^{(2)}$  frente a  $\chi^{(3)}$  tendremos interacciones de segundo orden mientras que si es al contrario habrán de tercer orden. Debemos tener en cuenta que la intensidad de los campos debe ser suficiente para producir efectos no lineales y que pueden aparecer las dos interacciones al mismo tiempo si las condiciones se cumplen.

La gran parte de estas interacciones son procesos de mezclado de frecuencia, estos procesos se basan en generar un campo que no tiene la misma frecuencia que el que había a la entrada, pero sí que existe una relación entre ellas. Estos procesos son parecidos a los que se utilizan para modular señales en RF para comunicaciones.

### 3.1.1.1.1 Interacciones de segundo orden

Para analizar este tipo de interacciones de forma genérica, vamos a considerar que el campo óptico incidente en un medio, en el que predomina los procesos no lineales de segundo orden, está compuesto por dos frecuencias distintas, por lo que podemos expresarlo como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r})e^{-j\omega_1 t} + \vec{E}_1^*(\vec{r})e^{j\omega_1 t} + \vec{E}_2(\vec{r})e^{-j\omega_2 t} + \vec{E}_2^*(\vec{r})e^{j\omega_2 t}. \quad (3)$$

Podemos ver que los campos ópticos se representan como el propio campo más su complejo conjugado. Debemos tener en cuenta que  $\vec{E}(\vec{r})$  representa la amplitud compleja del campo por lo que la podemos expresar como:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{A}(\vec{r})e^{jkz} \quad (4)$$

Donde  $\vec{A}(\vec{r})$  representa la envolvente compleja que modula una onda plana que se propaga a través de la dirección z, y k representa el número de onda. Esta última nomenclatura no se utilizará en el desarrollo de las interacciones, pero conviene destacarla ya que se utilizará en un desarrollo posterior.

Asumiendo que podemos expresar la polarización no lineal de segundo orden de esta forma:

$$\vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t), \quad (5)$$

podemos desarrollar el cuadrado de esta ecuación para encontrar las diferentes interacciones no lineales. Si además tenemos en cuenta que el campo es de la forma que hemos visto en la ecuación 3, obtenemos:

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} & \left[ \vec{E}_1^2(\vec{r}) e^{-j2\omega_1 t} + \vec{E}_1^{*2}(\vec{r}) e^{j2\omega_1 t} + \vec{E}_2^2(\vec{r}) e^{-j2\omega_2 t} + \vec{E}_2^{*2}(\vec{r}) e^{j2\omega_2 t} \right. \\ & + 2 [\vec{E}_1(\vec{r}) \vec{E}_1^*(\vec{r}) + \vec{E}_2(\vec{r}) \vec{E}_2^*(\vec{r})] + 2 \vec{E}_1(\vec{r}) \vec{E}_2(\vec{r}) e^{-j(\omega_1 + \omega_2)t} \\ & + 2 \vec{E}_1(\vec{r}) \vec{E}_2^*(\vec{r}) e^{-j(\omega_1 - \omega_2)t} + 2 \vec{E}_1^*(\vec{r}) \vec{E}_2(\vec{r}) e^{j(\omega_1 + \omega_2)t} \\ & \left. + 2 \vec{E}_1^*(\vec{r}) \vec{E}_2(\vec{r}) e^{j(\omega_1 - \omega_2)t} \right] \quad (6) \end{aligned}$$

Observamos como el resultado está compuesto por diferentes componentes espectrales debido a los productos entre los campos. Por este motivo vamos a descomponer el resultado en las diferentes frecuencias para poder diferenciar cada una de las interacciones que se han producido. Para ello debemos expresar la polarización inducida como:

$$\vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) = \sum P(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} \quad (7)$$

Debemos tener en cuenta que debido a la nomenclatura que hemos empleado nos saldrán respuestas con frecuencias negativas, pero simplemente serán los complejos conjugados de los procesos con frecuencias positivas, por lo que no es necesario tenerlos en cuenta para describirlos. Así pues, las diferentes componentes frecuenciales que obtenemos son:

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, 2\omega_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1^2(\vec{r}) && \text{(SHG)}, \\ P(\vec{r}, 2\omega_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_2^2(\vec{r}) && \text{(SHG)}, \\ P(\vec{r}, 0) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} [\vec{E}_1(\vec{r}) \vec{E}_1^*(\vec{r}) + \vec{E}_2(\vec{r}) \vec{E}_2^*(\vec{r})] && \text{(OR)}, \\ P(\vec{r}, \omega_1 + \omega_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1(\vec{r}) \vec{E}_2(\vec{r}) && \text{(SFG)}, \\ P(\vec{r}, \omega_1 - \omega_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1(\vec{r}) \vec{E}_2^*(\vec{r}) && \text{(DFG)}, \\ P(\vec{r}, -2\omega_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1^{*2}(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, -2\omega_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_2^{*2}(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, -(\omega_1 + \omega_2)) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1^*(\vec{r}) \vec{E}_2^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, -(\omega_1 - \omega_2)) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1^*(\vec{r}) \vec{E}_2(\vec{r}). \end{aligned} \quad (8)$$

Hemos incluido al lado de cada expresión el nombre del proceso no lineal al que corresponde. Estos procesos se denominan generación de segundo armónico (SHG por Second-Harmonic Generation), generación de suma de frecuencia (SFG por Sum-Frequency Generation), generación de resta de frecuencia (DFG por Difference Frequency Generation) y rectificación óptica (OR por Optical Rectification)

A continuación, vamos a describir cada uno de los procesos no lineales que hemos desarrollado.

- **Generación de segundo armónico (SHG por Second-Harmonic Generation).**

Este tipo de proceso consiste en generar a partir de un haz láser a una frecuencia determinada, un segundo haz en la salida del sistema cuya frecuencia ahora es el doble de la frecuencia inicial.

Estos procesos se pueden producir tanto al introducir un campo con diferentes frecuencias o un campo con una única frecuencia, ya que si consideramos en la ecuación 6 que  $\vec{E}_2(\vec{r}) = 0$  obtenemos que solo se producen SHG y OR.

En la Figura 4 a) podemos ver un diagrama simplificado del proceso SHG, en él, al introducir un haz en un medio no lineal de un tamaño  $L$  en la dirección  $z$ , con una susceptibilidad eléctrica de orden 2, obtenemos como salida un haz del doble de frecuencia. En la Figura 4 b) vemos como es necesario que se absorban dos fotones de la frecuencia  $\omega$  para producir un nivel energético virtual correspondiente a un fotón de frecuencia  $2\omega$ , como estos niveles energéticos virtuales tienen una duración temporal muy pequeña, podemos decir que es un proceso casi instantáneo.

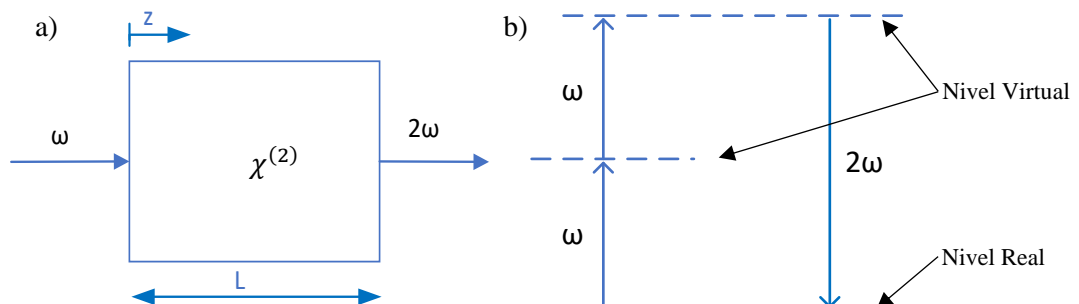


Figura 4: a) Diagrama del proceso SHG. b) Diagrama energético producido en SHG.

- **Rectificación óptica (OR por Optical Rectification)**

Este tipo de proceso no lineal genera una polarización estática, es decir no varía con el tiempo. Este tipo de polarización crea una diferencial de potencial constante entre los planos del material. Si los haces empleados para generar este

tipo de proceso no tienen una variación temporal en la potencia, el efecto es prácticamente despreciable.

Al utilizar una modulación de pulsos ultracortos, estamos generando una variación temporal en la potencia del haz incidente, provocando por tanto un campo eléctrico variable en el medio, que a su vez hace que las cargas del medio sufran una aceleración y por tanto se generará la radiación de un campo electromagnético de ciclo único de pulso (single-cycle pulse) con un amplio espectro, pudiendo alcanzar los terahercios.

- **Generación de suma de frecuencia (SFG por Sum-Frequency Generation)**

Este tipo de proceso no lineal consiste en la mezcla de dos haces, cada uno de ellos a una frecuencia diferente. Al introducirse en el medio no lineal de orden 2, estos haces se multiplican entre sí, generando un nuevo haz cuya frecuencia es la suma de estas dos. A este proceso también se le llama upconversion, ya que conseguimos subir en frecuencia.

Los usos más típicos son para generar láseres en el rojo, mezclando 1064nm y 1540nm, y generar láseres en el ultravioleta, mezclando 1064nm con 532nm (obtenido mediante SHG con entrada de 1064nm) [55].

En la Figura 5 a) podemos ver un diagrama simplificado del proceso SFG, en él, al introducir dos haces a diferentes frecuencias en un medio no lineal de un tamaño  $L$  en la dirección  $z$ , con una susceptibilidad eléctrica de orden 2, obtenemos como salida un haz con frecuencia igual a la suma de las dos introducidos. En la Figura 5 b) vemos como es necesario que se absorban un fotón a la frecuencia  $\omega_1$  y otro a  $\omega_2$  para producir un nivel energético virtual correspondiente a un fotón de frecuencia  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ .

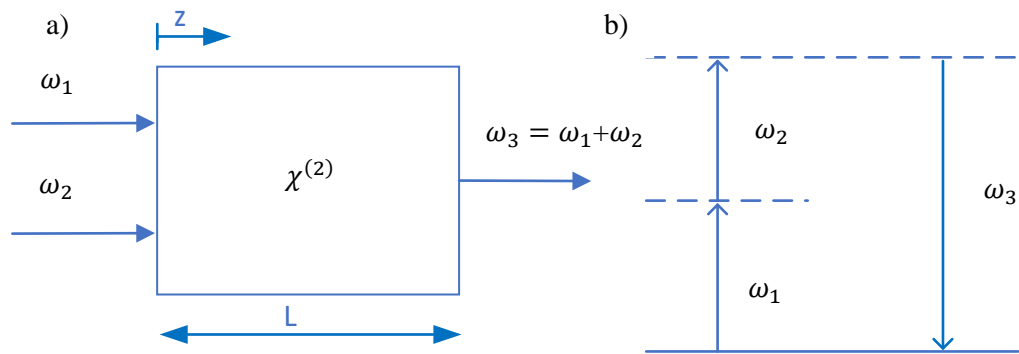


Figura 5: a) Diagrama del proceso SFG. b) Diagrama energético producido en SFG.

- **Generación de resta de frecuencia (DFG por Difference Frequency Generation)**

Este tipo de proceso no lineal consiste en la mezcla de dos haces, cada uno de ellos a una frecuencia diferente. Al introducirse en el medio no lineal de orden 2, estos se multiplican entre sí, generando un nuevo haz cuya frecuencia es la diferencia de estas dos. A este proceso también se le llama downconversion, ya que conseguimos bajar en frecuencia.

En la Figura 6 a) podemos ver un diagrama simplificado del proceso SFG, en él, al introducir dos haces a diferentes frecuencias en un medio no lineal de un tamaño  $L$  en la dirección  $z$ , con una susceptibilidad eléctrica de orden 2, obtenemos como salida un haz con frecuencia igual a la diferencia de las dos introducidos. En cuanto al diagrama energético de la Figura 6 b) vemos que es significativamente diferente a los que nos encontrábamos en las Figuras 4 b) y 5 b). Observamos que por cada fotón de frecuencia  $\omega_1$ , que se corresponde con el fotón de la mayor frecuencia introducida al sistema, se generan dos fotones, uno de ellos a  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$  y otro a  $\omega_2$ . Este proceso necesita la estimulación del haz de frecuencia  $\omega_2$  para poder generar el haz a frecuencia  $\omega_3$ . Además de obtener un haz a la frecuencia deseada, lo que conseguimos es generar más fotones a la frecuencia  $\omega_2$  que los introducidos, por lo que estamos sufriendo una amplificación. Por este motivo a este tipo de proceso también se le llama amplificación paramétrica.

Si no estuviese presente este haz de frecuencia  $\omega_2$ , este proceso se generaría, pero sería mediante emisión espontánea y no podríamos obtener la



frecuencia deseada. Si esto ocurre a este proceso se le denomina fluorescencia paramétrica.

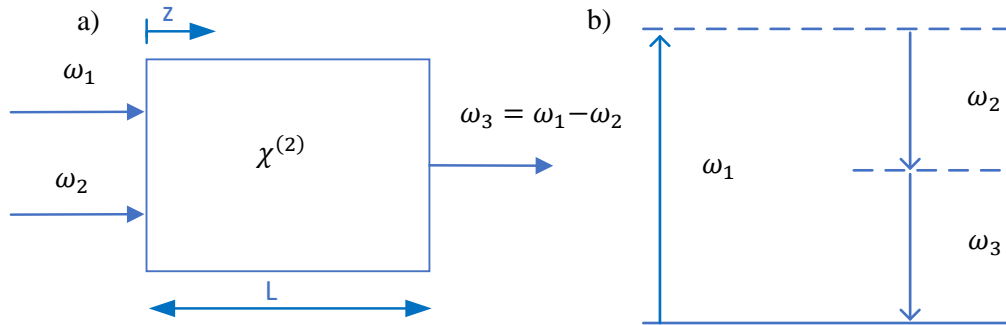


Figura 6: a) Diagrama del proceso DFG. b) Diagrama energético producido en DFG.

### 3.1.1.1.2 Interacciones de tercer orden

En este caso hablaremos de una forma más generalizada, ya que analizar estos procesos no es un objetivo de este trabajo. Estos procesos parten de que la intensidad del haz que ilumine el sistema sea lo suficientemente alta como para generar procesos no lineales, además de que la susceptibilidad eléctrica de tercer orden debe ser grande.

- **Mezclado de 4 ondas**

Asumiendo que la contribución no lineal de tercer orden de la polarización inducida en el material se puede expresar como:

$$\vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(\vec{r}, t). \quad (9)$$

Y que el campo empleado esté compuesto por 3 componentes frecuenciales diferentes:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) = & \vec{E}_1(\vec{r})e^{-j\omega_1 t} + \vec{E}_1^*(\vec{r})e^{j\omega_1 t} + \vec{E}_2(\vec{r})e^{-j\omega_2 t} \\ & + \vec{E}_2^*(\vec{r})e^{j\omega_2 t} + \vec{E}_3(\vec{r})e^{-j\omega_3 t} \\ & + \vec{E}_3^*(\vec{r})e^{j\omega_3 t}. \end{aligned} \quad (10)$$

Podemos encontrar que, si introducimos la ecuación 10 en 9 y desarrollamos el cubo del campo, obtenemos 22 frecuencias diferentes como resultado, considerando que las frecuencias negativas son el complejo conjugado de las positivas.

Si representamos la polarización no lineal como el sumatorio de las diferentes componentes espectrales:

$$\vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) = \sum P(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t}, \quad (11)$$

Podemos representar todas las componentes frecuenciales de la polarización no lineal de tercer orden como:

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, \omega_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} (3E_1(\vec{r})E_1^*(\vec{r}) + 6E_2(\vec{r})E_2^*(\vec{r}) + 6E_3(\vec{r})E_3^*(\vec{r}))E_1(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, \omega_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} (6E_1(\vec{r})E_1^*(\vec{r}) + 3E_2(\vec{r})E_2^*(\vec{r}) + 6E_3(\vec{r})E_3^*(\vec{r}))E_2(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, \omega_3) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} (6E_1(\vec{r})E_1^*(\vec{r}) + 6E_2(\vec{r})E_2^*(\vec{r}) + 3E_3(\vec{r})E_3^*(\vec{r}))E_3(\vec{r}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, 3\omega_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^3(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 3\omega_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^3(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 3\omega_3) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^3(\vec{r}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, \omega_1 + \omega_2 + \omega_3) &= 6\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1(\vec{r})E_2(\vec{r})E_3(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, \omega_1 + \omega_2 - \omega_3) &= 6\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1(\vec{r})E_2(\vec{r})E_3^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, \omega_1 + \omega_3 - \omega_2) &= 6\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1(\vec{r})E_3(\vec{r})E_2^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, \omega_2 + \omega_3 - \omega_1) &= 6\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2(\vec{r})E_3(\vec{r})E_1^*(\vec{r}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, 2\omega_1 + \omega_2) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2(\vec{r})E_2(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_1 + \omega_3) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2(\vec{r})E_3(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_2 + \omega_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2(\vec{r})E_1(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_2 + \omega_3) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2(\vec{r})E_3(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_3 + \omega_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2(\vec{r})E_1(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_3 + \omega_2) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2(\vec{r})E_2(\vec{r}), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, 2\omega_1 - \omega_2) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2(\vec{r})E_2^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_1 - \omega_3) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2(\vec{r})E_3^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_2 - \omega_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2(\vec{r})E_1^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_2 - \omega_3) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2(\vec{r})E_3^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_3 - \omega_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2(\vec{r})E_1^*(\vec{r}), \\ P(\vec{r}, 2\omega_3 - \omega_2) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2(\vec{r})E_2^*(\vec{r}). \end{aligned}$$

Podemos ver que el proceso de mezclado de 4 ondas está compuesto por una gran cantidad de frecuencias diferentes. Este tipo de proceso consiste en introducir como entrada 3 frecuencias diferentes y por la combinación de los diferentes campos se generará a la salida un campo distinto, cuya frecuencia es una combinación entre las tres frecuencias de entrada. Con lo que este tipo de interacciones tiene asociado una gran cantidad de fenómenos y procesos.

Los procesos paramétricos como hemos visto son generados a partir de las diferentes recombinaciones de las frecuencias a la entrada para generar una distinta a la salida. Podemos decir que existe una condición en estos procesos impuesta por esta combinación de las frecuencias, denominada condición de energía. La condición de energía, nos indica que se debe verificar que un campo generado mediante este tipo de

procesos debe tener una frecuencia o longitud de onda igual a la combinación de las frecuencias a la entrada.

### 3.1.1.2 Procesos no paramétricos

Los procesos no paramétricos son aquellos que al producirse en un medio modifican el estado cuántico de este mismo, es decir, el estado cuántico puede ser distinto al inicio que al final del proceso.

Este tipo de procesos se caracteriza porque el cambio de estados cuánticos es entre estados reales, donde la población tiene un tiempo de vida mayor que en los niveles virtuales. Al estado donde se le transfiere la población se le denomina normalmente estado excitado.

Además, la susceptibilidad eléctrica en estos procesos es compleja, por lo que la energía no tiene por qué conservarse en este tipo de procesos. Esto es debido a que parte de la energía de los fotones es transferida al medio (procesos de absorción). Por esto mismo, el índice de refracción de los materiales que provocan estos procesos es complejo, donde la parte imaginaria describe la absorción de la radiación.

A continuación, vamos a describir algunos de los procesos no paramétricos más relevantes.

- **Absorción saturable**

Este proceso no paramétrico es un tipo de absorción presente en algunos materiales. Esta absorción es inversamente proporcional a la intensidad del haz láser, es decir, cuanto mayor sea la intensidad del haz, menor será el coeficiente de absorción. La expresión del coeficiente de absorción viene expresada por:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (13)$$

donde  $\alpha_0$  es el coeficiente de absorción a bajas intensidades e  $I_s$  es la intensidad de saturación.

Este tipo de procesos es ampliamente usado para crear Absorbedores saturables utilizados en tecnologías láser como Mode Locking pasivo o Q Switching [56].

- **Absorción de dos fotones**

Este proceso está definido por la necesidad de absorber dos fotones simultáneamente para poder hacer una transición energética de un nivel real inferior a uno superior (el GAP -salto energético necesario para pasar de un estado a otro- es superior a la energía de un único fotón, pero inferior a la energía de dos fotones).

Este proceso es utilizado para microscopia fluorescente, donde se excita la fluorescencia de un material mediante láseres en el infrarrojo. También es empleado en autocorreladores utilizados para caracterizar pulsos. [57]

Una vez vistos algunos de los procesos paramétricos y no paramétricos que se pueden llegar a generar en un medio no lineal, debemos indicar que en los procesos paramétricos de mezclado de frecuencia existe una condición adicional, para que se puedan llevar a cabo. En la explicación previa se puede llegar a pensar que se generarán todas las frecuencias al mismo tiempo, tan solo cumpliendo con la condición de energía, que haya la suficiente potencia y que el medio sea no lineal, pero esto no es así. Realmente solo se generarán algunas de esas frecuencias, estas serán las que cumplan la condición de ajuste de fases.

### 3.1.1.3 Ajuste de fases

Para que un proceso de mezclado de frecuencias sea eficiente se debe cumplir que haya un ajuste de fases entre las ondas que interactúan en el medio durante toda la propagación. Este ajuste de fases viene determinado por el número de onda o constante de propagación de cada uno de los campos. Debemos tener en cuenta que esta relación es vectorial, por lo que se debe verificar para cada uno de los ejes. Vamos a desarrollar el caso específico de SFG de segundo orden. El ajuste de fases se puede expresar como:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3, \quad (14)$$

el número de onda viene determinado por:

$$k = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda}. \quad (15)$$

Donde  $n$  es el índice de refracción del medio, hay que tener en cuenta que este índice de refracción puede ser dependiente de la frecuencia, de la temperatura y de la dirección. Debido a esta dependencia no es sencillo alcanzar un ajuste de fases perfecto, pero en la práctica se han desarrollado dos técnicas para cumplir estas condiciones: ajuste de fase por birrefringencia y casi ajuste de fases.

Otra forma más común de expresar el ajuste de fases para SFG de segundo orden es:

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 = 0, \quad (16)$$

para que esta condición se cumpla debemos imponer que para cada uno de los ejes se verifique que:

$$\begin{aligned} \Delta k_z &= 0, \\ \Delta k_x &= 0, \\ \Delta k_y &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Antes de nada, debemos destacar un aspecto importante. Al ser condiciones vectoriales, a los ejes x e y se les puede asociar un ángulo con respecto al eje de propagación (eje z). Dependiendo de como sea este ángulo podemos hacer la distinción de dos casos, el caso colineal y el no colineal.

El ajuste de fases colineal es el ajuste de fases cuando este ángulo es 0, esto quiere decir que el haz generado en el sistema saldrá con el mismo ángulo que el de entrada. El ajuste de fases no colineal es aquel en el que alguno de los haces de entrada presenta un ángulo con respecto al eje de propagación, esto implica que el ángulo del haz generado no será el mismo que el que presentaba el haz de entrada.

Normalmente a uno de los haces se le denomina de bombeo, este haz es el que aporta la potencia al sistema y normalmente esta colimado (esto quiere decir que la anchura del haz es prácticamente invariable) por lo que este haz no tiene ningún ángulo con el eje de propagación. El otro haz de entrada se le denomina de señal, este haz es el que puede presentar un ángulo con respecto al eje de propagación.

Vamos a representar en la Figura 7 unos esquemas de las diferentes configuraciones posibles del ajuste de fases para SFG. En la Figura 7 a) podemos ver como se verifica el ajuste de fase colineal, para que se verifique el vector  $\vec{k}_3$  debe ser igual que el de la suma de  $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ . En la Figura 7 b) podemos observar como no se verifica la condición de fases en colineal, en este caso vemos que  $\Delta k \neq 0$ , con lo que este proceso no tendría una eficiencia elevada. En la Figura 7 c) podemos ver que, aunque  $\vec{k}_2$  entre en el sistema con un ángulo con respecto al eje de propagación, se cumple el ajuste de fases. Debemos notar que los ángulos  $\theta_1 \neq \theta_2$ , debido a que el haz con constante de propagación  $k_1$  (haz de bombeo como hemos comentado anteriormente) está colimado. En la Figura 7 d) observamos un desajuste de fase no colineal para el proceso de SFG de segundo orden.

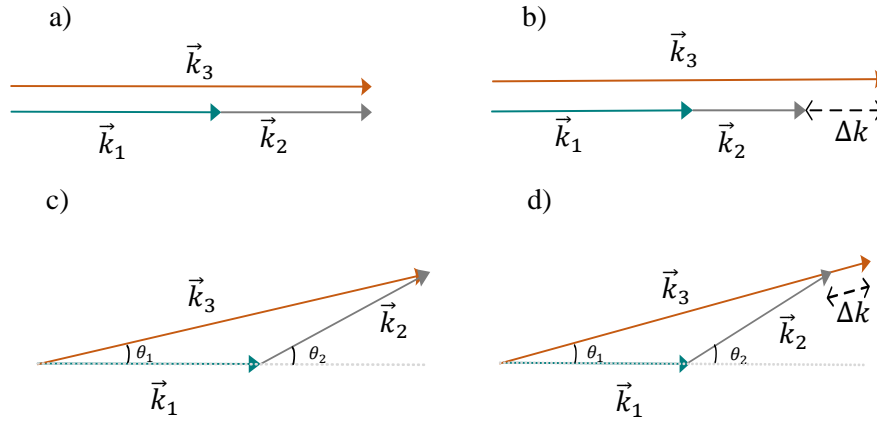


Figura 7: a) Ajuste de fases colineal en SFG. b) Desacuerdo de fase colineal en SFG. c) Ajuste de fase no colineal en SFG. d) Desacuerdo de fase no colineal en SFG.

Como hemos visto antes en el conjunto de ecuaciones 17, se debe verificar que, para cada una de las componentes, el ajuste de fase debe ser 0. Para deducir las ecuaciones en las que se verifique esta condición, vamos a partir de un caso similar al que vemos en la figura 7 c), para ello supondremos que estamos considerando el plano yz. Por tanto, vamos a sacar las proyecciones de las constantes de propagación de los haces. Estas se expresan como:

$$\Delta k_z = k_1 + k_2 \cos(\theta_2) - k_3 \cos(\theta_1) \quad (18)$$

$$\Delta k_y = k_2 \sin(\theta_2) - k_3 \sin(\theta_1) \quad (19)$$

Una vez obtenidas las dos proyecciones vamos a forzar que la ecuación 19 sea 0, para obtener una relación entre los ángulos. Cabe destacar que el ángulo  $\theta_2$  es conocido debido a que es el de entrada en el sistema. Tomando las consideraciones anteriores tenemos:

$$\theta_1 = \arcsen\left(\frac{k_2 \sin(\theta_2)}{k_3}\right) \quad (20)$$

Tras tener una expresión que relaciona  $\theta_1$  con  $\theta_2$ , podemos introducirla en la ecuación 18 para obtener una expresión del ajuste de fases, logrando:

$$\Delta k_z = k_1 + k_2 \cos(\theta_2) - k_3 \cos\left(\arcsen\left(\frac{k_2 \sin(\theta_2)}{k_3}\right)\right) \quad (21)$$

Si igualamos la ecuación 21 a 0, solamente se verifica para un número muy pequeño de longitudes de onda. Esto nos quiere decir que no podemos utilizar un medio no lineal para generar el proceso que nosotros queramos y a las frecuencias que queramos. Por este motivo, se desarrollaron técnicas para modificar esta respuesta y ajustarla a los casos deseados. Como comentamos anteriormente, estas técnicas están basadas en utilizar medios birrefringentes y en la

utilización del casi ajuste de fases. Entraremos en detalle en la técnica de QPM, debido a que será el que nosotros utilizaremos.

### 3.1.1.3.1 Casi ajuste de fases (Quasi-phasematching -QPM-)

Esta técnica es utilizada cuando no se puede alcanzar un ajuste de fase para las frecuencias de diseño que deseamos. Para obtener este ajuste de fases se crea una estructura periódica en el medio no lineal. El propósito de la periodicidad es modificar la fase de los campos, para permitir un mejor alineamiento entre ellos.

Esta estructura se suele establecer a través del eje que maximiza el coeficiente  $d$ , que coincide con la dirección de propagación que nosotros consideramos. El coeficiente  $d$  es un parámetro utilizado para describir de otra forma la intensidad de los efectos no lineales. Para el caso de los efectos de segundo orden podemos describir  $d$  como:

$$d = \frac{1}{2} \chi^{(2)}, \quad (22)$$

debemos recordar que  $\chi^{(2)}$  es un tensor por lo que el coeficiente  $d$  también lo será.

La estructura periódica consiste en dar una variación espacial (en el eje de propagación) al coeficiente  $d$ . Esta variación implica invertir el coeficiente  $d$  (cambiar de signo) cada cierto periodo, lo que supone un cambio de fase de  $\pi$ . En la Figura 8 nos encontramos con un diagrama del medio lineal con la estructura periódica, en ella vemos como hemos comentado anteriormente que hay una variación espacial del coeficiente  $d$ . El símbolo  $\Lambda$  es el periodo del material, mientras que  $L_c$  es la distancia de coherencia. Esta distancia por definición es la longitud necesaria en el medio para que en condiciones de desajuste de fases la onda generada acumule un desfase de  $\pi$  con respecto a la onda de entrada (normalmente la que definíamos anteriormente como señal).

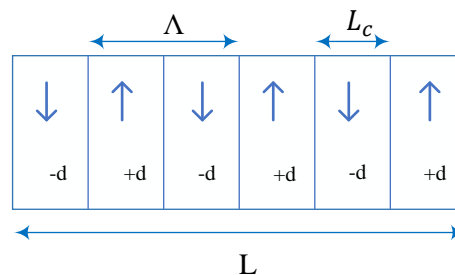


Figura 8: Medio no lineal con estructura periódica.

Podemos describir por tanto un coeficiente  $d$  dependiente de la posición como:

$$d(z) = d_{eff} e^{-jGz}. \quad (23)$$

Este parámetro  $G$  introducido está directamente relacionado con la periodicidad del material, siendo:

$$\vec{G} = \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (24)$$

Y el coeficiente  $d$  efectivo en nuestro caso, utilizando PPLN y el primer orden de QPM, es:

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{33}, \quad (25)$$

donde  $d_{33}$  es una de las componentes del tensor  $d$ , esta componente variará en función de la orientación del cristal no lineal.

La razón por la que introducimos un desfase adicional cada vez que el medio genera un desfase de  $\pi$  se puede ver en la Figura 9.

En la Figura 9 a) observamos que al tener un ajuste de fases perfecto no se acumula fase durante la propagación. Por este motivo la resultante (amplitud del SFG) será la mayor de todas en comparación con las demás subfiguras. Esta amplitud es la suma de los diferentes vectores.

En la Figura 9 b) vemos como la condición de ajustes de fase no se cumple, por ello al propagarse una distancia  $L_c$  se genera un desfase de  $\pi$  entre el primer fasor y el último, por este motivo la amplitud acumulada es menor ya que, el sistema no está siendo eficiente.

En la Figura 9 c) vemos el resultado de la amplitud resultante si nos propagamos una distancia igual a  $2L_c$ , si sumamos todos los fasores observamos que la resultante es nula. Esto indica que las interferencias constructivas y destructivas se han compensado.

En la Figura 9 d) podemos observar que si tras propagarnos una distancia igual a  $L_c$  añadimos una fase adicional de  $\pi$  recuperamos las interferencias positivas con lo que la resultante al propagarnos una distancia  $2L_c$  es no nula. De este punto radica la importancia de utilizar la técnica de QPM ya que hacemos que un proceso cuyo ajuste de fase es no nulo tenga una eficiencia considerable.



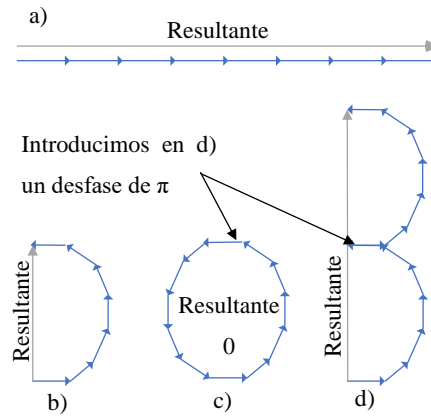


Figura 9: Interpretación del ajuste de fase mediante fasores y comprobación de la utilidad del QPM. a) Acumulación de la amplitud en el caso de ajuste de fases  $\Delta k = 0$ . b) la amplitud resultante del proceso SFG en  $z = L_c$  con  $\Delta k \neq 0$ . c) la amplitud resultante del proceso SFG  $z = 2L_c$  con  $\Delta k \neq 0$ . d) la amplitud resultante del proceso SFG  $z = 2L_c$  con  $\Delta k \neq 0$  pero añadiendo una fase adicional de  $\pi$  en  $z = L_c$  (caso QPM).

Teniendo en consideración estos aspectos podemos describir ahora una nueva expresión del ajuste de fases, considerando que estamos en un material con una estructura periódica. Siendo esta:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{G} = \vec{k}_3 \quad (26)$$

Si consideramos que la periodicidad es tan solo en el eje  $z$  y recuperando las expresiones desarrolladas en el apartado anterior nos queda:

$$\Delta k_z = k_1 + k_2 \cos(\theta_2) + G - k_3 \cos\left(\arcsen\left(\frac{k_2 \sin(\theta_2)}{k_3}\right)\right) \quad (27)$$

Por tanto, el ajuste de fases nos define una condición adicional para que un proceso no lineal se lleve a cabo. Esta condición podemos verla también como una eficiencia ya que, cuanto menor sea el ajuste de fase, mayor será el campo generado en función del campo incidente. Por ello podemos definir un concepto adicional, la eficiencia normalizada.

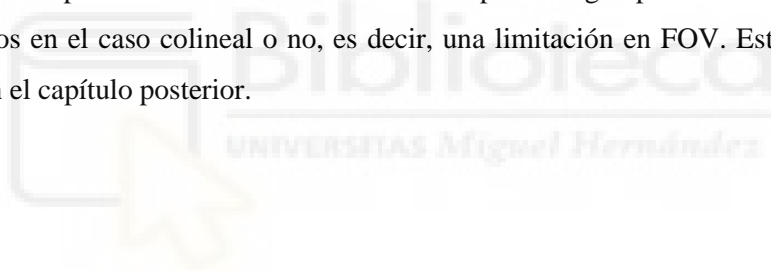
### 3.1.1.4 Eficiencia normalizada

Esta eficiencia está estrechamente ligada con el ajuste de fases producido en el medio, esto es debido a que el ajuste de fases supone una limitación a la hora de convertir de una frecuencia a otra. Esta limitación se puede describir mediante la eficiencia normalizada y sigue la forma:

$$\eta = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_z L}{2}\right) \quad (28)$$

Donde  $\Delta k_z$  es el ajuste de fases y  $L$  es el tamaño del medio no lineal en la dirección de propagación. Esta eficiencia está definida en potencia y nos da una idea de como de eficiente es un proceso según sea el ajuste de fases y el tamaño del medio no lineal. Este concepto nos relaciona cuanta intensidad tendrá el haz convertido en función de la intensidad de señal introducida.

Debemos notar que el ajuste de fase depende del ángulo interno del haz, este ángulo dependerá de que lentes y que tamaño de imagen tengamos, y de que longitudes de onda se utilicen. Esto nos impone una limitación de cuanto campo o imagen podemos llegar a convertir según si estamos en el caso colineal o no, es decir, una limitación en FOV. Esta limitación en FOV se verá en el capítulo posterior.



### 3.1.1.5 Desarrollo de las ecuaciones generales del SFG

En el capítulo anterior hemos tratado de una forma superficial el proceso de suma de frecuencias, por ello en esta sección vamos a desarrollar las ecuaciones que deberemos simular para estudiar el comportamiento del proceso no lineal de segundo orden de suma de frecuencias.

Debemos indicar que el desarrollo de las ecuaciones es para un casi ajuste de fases por lo que el parámetro  $d$  tendrá una periodicidad, además, vamos a separar el estudio en tres partes, debido a que en el proceso de suma de frecuencia intervienen 3 haces distintos. En este caso vamos a denominar los haces como pump (bombeo en inglés), señal y convertido.

Recordando que en el caso del proceso de suma de frecuencia la polarización no lineal se puede representar como:

$$\vec{P}_c^{NL}(\vec{r}, t) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}\vec{E}_p(\vec{r})\vec{E}_s(\vec{r})e^{-j(\omega_p+\omega_s)t} + c.c. \quad (29)$$

Además, considerando que la susceptibilidad eléctrica del medio tiene una relación con el coeficiente  $d$ , de esta forma:

$$\chi^{(2)} = 2d. \quad (30)$$

Podemos expresar ahora la polarización no lineal generada en el medio como

$$\vec{P}_c^{NL}(\vec{r}, t) = 4\varepsilon_0d\vec{E}_p(\vec{r})\vec{E}_s(\vec{r})e^{-j(\omega_p+\omega_s)t}. \quad (31)$$

Considerando todas estas premisas e introduciendo la ecuación 31 en la ecuación 2, obtenemos:

$$\nabla^2\vec{E}_c(\vec{r}, t) - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}_c(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{4\varepsilon_0d\vec{E}_p(\vec{r})\vec{E}_s(\vec{r})}{\varepsilon_0c^2}\frac{\partial^2(e^{-j(\omega_p+\omega_s)t})}{\partial t^2}. \quad (32)$$

Si ahora introducimos la ecuación 3 en la 32 y desarrollamos las derivadas con respecto a  $t$  y  $z$  de la ecuación 32, nos queda:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\vec{E}_c(\vec{r}, t) + \frac{\partial^2\vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z^2}e^{jk_cz}e^{-j\omega ct} + 2jk_c\frac{\partial\vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z}e^{jk_cz}e^{-j\omega ct} \\ + \frac{\partial^2\vec{A}_c^*(\vec{r})}{\partial z^2}e^{-jk_cz}e^{j\omega ct} - 2jk_c\frac{\partial\vec{A}_c^*(\vec{r})}{\partial z}e^{-jk_cz}e^{j\omega ct} - k_c^2\vec{E}_c(\vec{r}, t) \\ + \frac{n^2}{c^2}\omega_c^2\vec{E}_c(\vec{r}, t) = \frac{-(\omega_p + \omega_s)^2}{\varepsilon_0c^2}4\varepsilon_0d\vec{E}_p(\vec{r})\vec{E}_s(\vec{r})e^{-j(\omega_p+\omega_s)t} + c.c. \end{aligned} \quad (33)$$

Podemos ver que  $\frac{n^2}{c^2} \omega_c^2 = k_c^2$ , por lo que el sexto término y el séptimo se van. Además, si quitamos los términos del complejo conjugado tenemos que la igualdad se mantiene. Si aplicamos la condición de energía, de donde sabemos que  $\omega_p + \omega_s = \omega_c$ , y eliminamos los exponenciales temporales ya que multiplican a todos los elementos, nos queda:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_c(\vec{r}) e^{jk_c z} + \frac{\partial^2 \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z^2} e^{jk_c z} + 2jk_c \frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} e^{jk_c z} \\ = \frac{-\omega_c^2}{\epsilon_0 c^2} 4\epsilon_0 d \vec{A}_p(\vec{r}) e^{jk_p z} \vec{A}_s(\vec{r}) e^{jk_s z}. \end{aligned} \quad (34)$$

Normalmente podemos despreciar la derivada segunda respecto a z de la envolvente compleja debido a que suele ser mucho más pequeña la derivada primera, a esta aproximación se le denomina aproximación de envolvente de variación lenta (del inglés slowly varying envelope approximation). Esta aproximación es válida siempre que se cumpla:

$$\left| \frac{\partial^2 \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_c \frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} \right|. \quad (35)$$

Cuando aplicamos la aproximación a la ecuación 34 y dejamos a la derecha la derivada con respecto a z, se queda:

$$\frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} = \frac{-1}{2jk_c} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_c(\vec{r}) + \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} 2jd \vec{A}_p(\vec{r}) e^{jk_p z} \vec{A}_s(\vec{r}) e^{jk_s z} e^{jk_c z}, \quad (36)$$

Ahora teniendo en cuenta que al estar desarrollando las ecuaciones para QPM, d tiene por tanto una periodicidad y se puede expresar como vimos en la ecuación 23. Además, si unificamos las distintas exponenciales en solo una nos queda una expresión dependiente del ajuste de fases. Esta expresión es:

$$\frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} = \frac{-1}{2jk_c} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_c(\vec{r}) + \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} 2jd_{eff} \vec{A}_p(\vec{r}) \vec{A}_s(\vec{r}) e^{j(k_s + k_p + G - k_c)z} \quad (37)$$

Podemos ver que  $\frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} = \frac{2\pi}{\lambda_c n_c}$  y  $(k_s + k_p + G - k_c) = \Delta k$ , por lo que podemos reducir un poco la ecuación, quedando como:

$$\frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} = \frac{j}{2k_c} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_c(\vec{r}) + \frac{4\pi}{\lambda_c n_c} j d_{eff} \vec{A}_p(\vec{r}) \vec{A}_s(\vec{r}) e^{j(\Delta k)z} \quad (38)$$

Para construir el sistema de ecuaciones primero debemos desarrollar la polarización no lineal para generar las otras dos ondas, esto es debido a que la onda convertida generada provoca la aparición de nuevas componentes espectrales en la polarización no lineal, generando así componentes del campo que han generado esta nueva señal. Estas serán:

$$\vec{P}_s^{NL}(\vec{r}, t) = 4\epsilon_0 d_{eff}^* \vec{E}_c(\vec{r}) \vec{E}_p^*(\vec{r}) e^{-j(\omega_c - \omega_p)t}, \quad (39)$$

$$\vec{P}_p^{NL}(\vec{r}, t) = 4\epsilon_0 d_{eff}^* \vec{E}_c(\vec{r}) \vec{E}_s^*(\vec{r}) e^{-j(\omega_c - \omega_s)t}. \quad (40)$$

Si ahora desarrollamos la ecuación de onda de la misma forma que realizamos previamente obtenemos:

$$\frac{\partial \vec{A}_p(\vec{r})}{\partial z} = \frac{j}{2k_p} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_p(\vec{r}) + \frac{4\pi}{\lambda_p n_p} j d_{eff} \vec{A}_c(\vec{r}) \vec{A}_s^*(\vec{r}) e^{j(-k_s - k_p - G + k_c)z}, \quad (41)$$

$$\frac{\partial \vec{A}_s(\vec{r})}{\partial z} = \frac{j}{2k_s} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_s(\vec{r}) + \frac{4\pi}{\lambda_s n_s} j d_{eff} \vec{A}_c(\vec{r}) \vec{A}_p^*(\vec{r}) e^{j(-k_s - k_p - G + k_c)z}. \quad (42)$$

Donde podemos reescribir  $(-k_s - k_p - G + k_c)$  como  $(-\Delta k_z)$  quedando las dos expresiones como:

$$\frac{\partial \vec{A}_p(\vec{r})}{\partial z} = \frac{j}{2k_p} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_p(\vec{r}) + \frac{\omega_p^2}{c^2 k_p} 2j d_{eff} \vec{A}_c(\vec{r}) \vec{A}_s^*(\vec{r}) e^{-j(\Delta k_z)z}, \quad (43)$$

$$\frac{\partial \vec{A}_s(\vec{r})}{\partial z} = \frac{j}{2k_s} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_s(\vec{r}) + \frac{\omega_s^2}{c^2 k_s} 2j d_{eff} \vec{A}_c(\vec{r}) \vec{A}_p^*(\vec{r}) e^{-j(\Delta k_z)z}. \quad (44)$$

Por tanto, nos queda un sistema de tres ecuaciones diferenciales acopladas. En estas tres ecuaciones podemos distinguir dos partes, las derivadas segundas que describen la difracción de las ondas cuando se propagan y el acoplamiento entre ecuaciones que definen la interacción no

lineal. Para poder resolverlas deberemos optar por un método numérico, ya que no son integrables, por tanto, no tienen una solución analítica. El método de cálculo se explicará en la sección....

Debemos indicar que, si el medio no tiene una estructura periódica, las ecuaciones analizadas serán prácticamente las mismas teniendo en cuenta que  $G = 0$ . Por este motivo hemos desarrollado estas ecuaciones, ya que si es necesario se puede ir rápidamente de un caso a otro.

A continuación, vamos a definir la envolvente compleja más común, esta envolvente como hemos visto es dependiente de  $(x,y,z)$ . Por ello las ecuaciones acopladas desarrolladas anteriormente dependen del tipo de envolvente que se esté utilizando.



### 3.1.1.6 Haz gaussiano

El haz gaussiano es uno de los haces más empleados en óptica, esto se debe a que es solución de la ecuación de Helmholtz paraxial. Además, es el perfil transversal de un láser de resonador si se está operando en su modo fundamental ( $TEM_{00}$ ).

La envolvente compleja se puede expresar como:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{A_0 W_0}{W(z)} e^{-\frac{(x^2+y^2)}{W^2(z)}} e^{-j(kz + \frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)} - \zeta(z))} \quad (45)$$

Donde  $A_0$  es la amplitud de la envolvente,  $W_0$  es el waist del haz (la anchura -radio- mínima del haz),  $W(z)$  representa el cambio en la dirección  $z$  del radio del haz,  $k$  es el número de onda,  $R(z)$  representa la variación con respecto a  $z$  del radio de curvatura del frente de onda que compone el haz y  $\zeta(z)$  es la fase de Gouy.

Estos parámetros tienen sus propias expresiones que definen prácticamente el comportamiento del haz gaussiano. Estas expresiones son:

$$z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}, \quad (46)$$

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (47)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right], \quad (48)$$

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right). \quad (49)$$

Con respecto al radio de curvatura del frente podemos ver que conforme se va propagando el haz, el frente se va curvando, mientras que entre 0 y el rango de Rayleigh podemos considerar que el frente es plano.

En la figura 10 podemos observar el comportamiento del haz gaussiano desde el punto de vista del radio del haz. En esta imagen vemos que en la posición central ( $z=0$ ) se encuentra el waist y a una distancia  $z_R$  observamos como este radio ha aumentado raíz de dos. Además, se

incorpora un nuevo parámetro, denominado el ángulo de divergencia, este ángulo nos da información de como de rápido se va a expandir el haz con la propagación en z. La expresión que nos permite determinar el ángulo de divergencia es:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (50)$$

Vemos además como la figura 10 describe como sería la intensidad resultante del haz gaussiano en cada uno de los puntos. Esta intensidad esta descrita por:

$$\tilde{I}(\vec{r}) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{W^2(z)}} \quad (51)$$

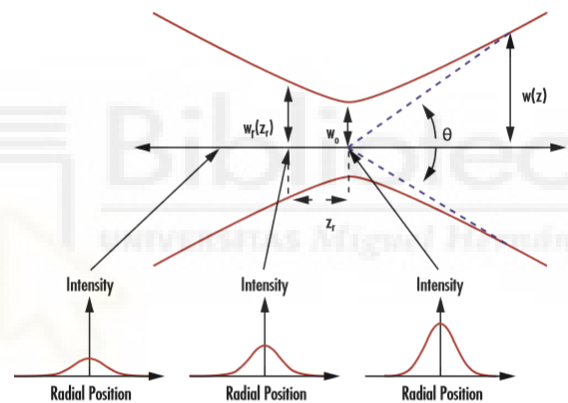


Figura 10. Haz gaussiano definido por su waist, rango Rayleigh y ángulo de divergencia de [58]



### 3.1.2 Resonadores láser

A continuación, se describirá una breve introducción a los procesos láseres y se introducirá a las ecuaciones que describen el comportamiento de una cavidad óptica. Lo explicado en esta sección está basado en los capítulos 3 y 5 de [59]

Para poder estimular los procesos no lineales, como hemos comentado, es necesario disponer de intensidades elevadas. Por este motivo decidimos analizar los efectos no lineales en el interior de una cavidad láser, ya que en el interior de esta se obtienen intensidades mucho más altas que las que se producen en el exterior del láser. Esto es debido a que en la salida de un láser de cavidad solo se deja salir un porcentaje muy bajo de la potencia que hay en su interior, es decir la intensidad está confinada en el interior.

Por este motivo es interesante abordar los conceptos básicos necesarios para diseñar un láser de estado sólido. Un láser de estado sólido consta de 3 partes: el medio activo, el bombeo y el sistema de realimentación. En la figura 8 podemos ver un diagrama simple de como se compone un láser con alimentación óptica. En color rojo hemos representado el haz de bombeo y en color verde el haz generado en el medio activo, este haz generado no tiene la misma frecuencia que el haz empleado en bombeo. Además, apreciamos que del espejo 2 sale una pequeña parte de la intensidad que hay en el resonador.

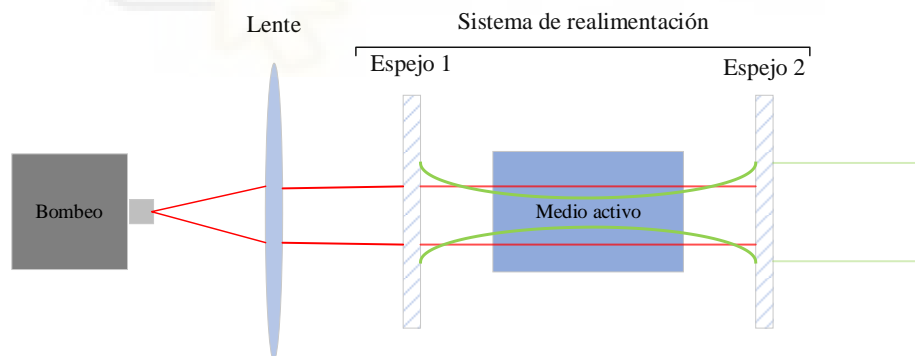


Figura 11. Diagrama de un láser de estado sólido.

A continuación, hablaremos sobre cada una de las partes del sistema. Comenzaremos por el bombeo, este es el encargado de dotar de energía al sistema, esta energía es la que emplea el medio activo para elevar portadores a niveles energéticos superiores. Las características básicas de este laser son su longitud de onda, la apertura numérica y la curva potencia óptica frente intensidad eléctrica. La longitud de onda debe cuadrar con el perfil de absorción del medio activo, sino el sistema no funcionará.

El medio activo es el medio donde se produce una inversión de población, es decir, hay una mayor cantidad de portadores en un estado energético superior que en uno inferior. Para que se produzca esta inversión de población el medio activo debe ser capaz de absorber fotones del bombeo, en el caso de alimentación óptica. Este fenómeno de absorción estará limitado según las características del medio, en concreto, por el coeficiente de absorción. Si bombeamos el medio a las longitudes de ondas en las que el coeficiente de absorción es elevado en comparación a otras frecuencias y estamos en una cavidad, este medio podrá alcanzar la inversión de población.

Al decaer los portadores a un nivel energético inferior, tras un tiempo característico del material, liberan un fotón. Si trabajamos en un material con más de dos niveles energéticos, estos fotones liberados, no presentan la misma frecuencia que la que hemos introducido como bombeo, sino que tienen una frecuencia distinta, determinada por la diferencia de energías existente entre los niveles energéticos.

Estos fotones generados a esta nueva frecuencia son los que, en presencia de un sistema de realimentación, generarán un nuevo tipo de emisión de fotones, la emisión estimulada. La emisión estimulada consiste en que un fotón incidente fuerza la caída del portador del nivel superior a uno inferior, siempre y cuando la diferencia entre los dos niveles energéticos sea la misma que la energía del fotón que incide. La caída de este portador generará un segundo fotón idéntico al que ha inducido la transición.

Esta emisión estimulada empezará a ser significativa cuando el medio comienza a mostrar una ganancia activa, esta ganancia es producida al sobrepasar la ganancia umbral del sistema. La ganancia umbral es un parámetro que nos indica la situación de estabilidad del sistema, es decir, las pérdidas producidas por la cavidad se igualan a la ganancia óptica que tiene el material. Este parámetro se puede definir como:

$$g_{th} = \alpha_c + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{\prod_{i=1}^n R_i} \right) \quad (52)$$

Donde  $\alpha_c$  representa la atenuación del haz, la cual está compuesta por las pérdidas de absorción y el scattering.  $L$  representa la longitud del resonador y  $R_i$  representa las reflectividades de los espejos empleados en la cavidad resonante.

Habrá un punto en el que el sistema comience a saturarse. Esto es debido a que la intensidad de bombeo, que es la encargada de elevar los portadores a un nivel superior, no podrá reabastecer al nivel superior de la cantidad suficiente de portadores necesarios para que se siga aumentando la emisión espontánea. Este proceso de saturación generará una situación de estabilidad, la energía que circula en el resonador se estabiliza, cuando la ganancia saturable se

equipara a las pérdidas del resonador. La nueva ganancia es dependiente de la cantidad de energía que circula en el resonador, esta se puede expresar como:

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (53)$$

Donde  $g$  es la ganancia saturada,  $g_0$  es la ganancia en pequeña señal,  $I$  es la densidad de potencia en el sistema e  $I_s$  es la densidad de potencia en el medio activo para la cual la ganancia saturada es la mitad que en el régimen de pequeña señal.

Debemos indicar que la potencia que salga del láser nos da una idea de cuanta potencia hay circulando en el interior de la cavidad láser. Esta simplemente se relaciona con la transmitancia del espejo de salida, siendo:

$$I_{out} = I_{interna} \left( \frac{1 - R}{1 + R} \right) \quad (54)$$

Donde la  $I_{interna}$  es la corriente que hay en el interior de la cavidad y  $R$  es la reflectividad del espejo de salida.

Por último, hablaremos del sistema de realimentación, el sistema de realimentación es el que se encarga de confinar las longitudes de onda que deseamos dentro de un espacio donde se encuentra el medio activo. Esto permite que estas frecuencias circulen el mayor número de veces posibles a través del medio, logrando una concentración de la energía y la mejora la eficiencia del láser. Estos dispositivos están compuestos por espejos y elementos que pueden modificar el haz, como pueden ser redes de difracción, moduladores o filtros.

### 3.1.2.1 Resonadores ópticos

A estos sistemas de realimentación también le podemos llamar cavidad óptica o resonador óptico. Estos resonadores tienen otra importancia a parte de confinar la luz, ya que, son los que definen como será el haz láser generado en el medio activo. El resonador determinará tanto el perfil transversal y las propiedades del haz, a partir de los modos transversales que son capaces de generarse, como la cantidad de diferentes frecuencias que contendrá el haz, que irá en función de la cantidad de modos longitudinales.

#### 3.1.2.1.1 Modos Transversales

Comenzaremos con las características que imponen los modos transversales y como se pueden modificar variando los valores del resonador. Los modos transversales son definidos con la notación  $TEM_{nm}$  para coordenadas cartesianas (utilizado en espejos

rectangulares), donde  $m$  y  $n$  representan el número de 0 que hay en la dirección vertical y horizontal. En cilíndricas los modos se expresan como  $TEM_{\rho l}$  (empleados con espejos esféricos), donde  $\rho$  representa el número de 0 que hay sin contar desde el centro mientras  $l$  representa el número total de ceros encontrados de forma angular, dividido entre dos.

Como comentamos anteriormente en la descripción del haz gaussiano, el modo fundamental de un resonador ya sea en coordenadas cilíndricas o cartesianas, corresponde a un haz gaussiano. Este modo es el que nos ofrece una menor difracción, el menor waist y la mayor densidad de potencia, además de encontramos con un perfil homogéneo, ideal para nuestro propósito de conversión de imágenes, con lo que intentaremos trabajar en rango monomodo.

### 3.1.2.1.1.1 Configuraciones simples de resonadores

Vamos a ver como determinar las propiedades del modo fundamental generado a partir de las características del resonador más sencillo posible. Este resonador está compuesto por dos espejos curvos posicionados de manera en que su curvatura encaje perfectamente con la curvatura del haz gaussiano, ecuación 48, que se quiere generar.

En la figura 12 podemos observar este resonador simple. En el podemos ver como el haz gaussiano tiene una curvatura igual a  $R_1$  a una distancia  $L_1$  del waist y una curvatura de  $R_2$  a una distancia  $L_2$ . Para cada una de estas posiciones tiene una anchura determinada,  $w_1$  y  $w_2$ .

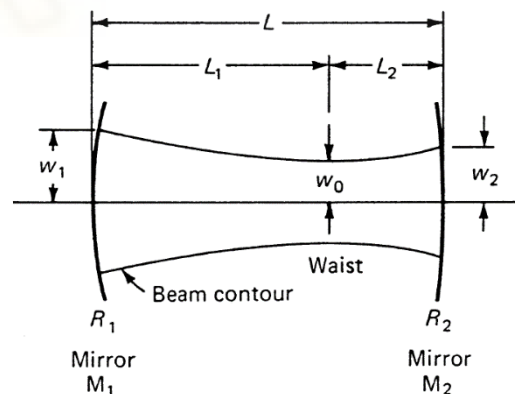


Figura 12. Esquema de un resonador de dos espejos curvos, junto al haz gaussiano correspondiente. [59]

Las expresiones que relacionan los parámetros del haz con las propiedades del gaussiano son:

$$W_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi}\right)^2 \frac{R_2 - L}{R_1 - L} \left(\frac{L}{R_1 + R_2 - L}\right), \quad (55)$$

$$W_2^4 = \left(\frac{\lambda R_2}{\pi}\right)^2 \frac{R_1 - L}{R_2 - L} \left(\frac{L}{R_1 + R_2 - L}\right), \quad (56)$$

$$W_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}, \quad (57)$$

$$L_1 = \frac{L(R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2L}, \quad (58)$$

$$L_2 = \frac{L(R_1 - L)}{R_1 + R_2 - 2L}. \quad (59)$$

Donde  $W_1$  es la anchura del haz en la posición  $L_1$ ,  $W_2$  es la anchura del haz en la posición  $L_2$ ,  $L$  es el tamaño del resonador,  $W_0$  es el waist del haz asociado al resonador,  $R_1$  es la curvatura del espejo de entrada y  $R_2$  es la curvatura del espejo de salida.

Con estas ecuaciones se pueden tratar la mayoría de resonadores, algunos de estos se pueden ver en la figura 13. En esta figura podemos ver los resonadores planos paralelos, los que tienen una anchura de haz constante, los confocales, los concéntricos, los cóncavos convexos y los hemisféricos. Todas estas configuraciones se pueden analizar mediante las ecuaciones anteriores.

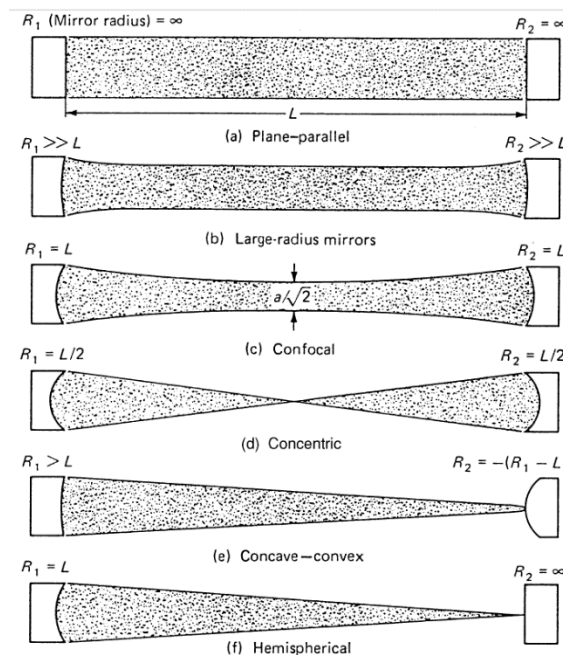


Figura 13. Configuraciones de resonadores más comunes. [59]

### 3.1.2.1.1.2 Estabilidad de los resonadores

A continuación, hablaremos de la estabilidad de los resonadores. La estabilidad en los resonadores ópticos se puede definir como la región (las características del resonador) donde los modos con bajas pérdidas existen. Para que el sistema sea inestable, debe tener valores de waist imaginarios, es decir esos modos tienen altas pérdidas y no duran mucho tiempo en la cavidad, debido a que experimentan una gran divergencia.

Para estar en una región estable se tiene que cumplir:

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (60)$$

Podemos expresar estos coeficientes como:

$$g_1 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \quad (61)$$

$$g_2 = \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \quad (62)$$

Si ahora graficamos las curvas para ver que regiones son estables o no, obtenemos el diagrama de estabilidad del sistema. En la figura 14 podemos ver este diagrama. Este diagrama es una forma rápida y fácil de comprobar si nuestro sistema es estable. Observamos que tenemos resonadores estables en el primer cuadrante y en el tercero. Además, podemos ver en este la clasificación de las diferentes clases de resonadores que hemos mencionado en la figura 13.

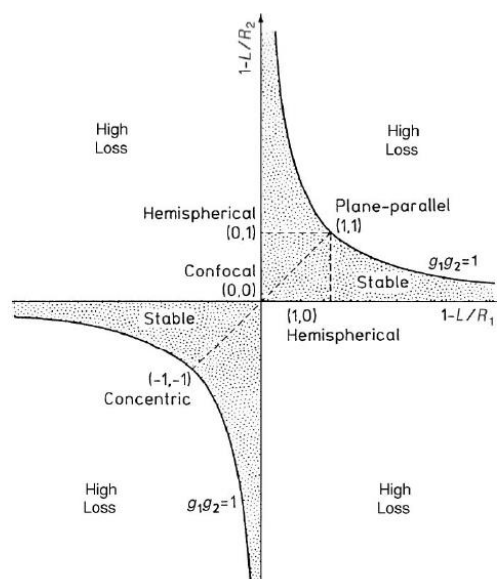


Figura 14. Diagrama de estabilidad de un resonador. [59]

### 3.1.2.1.1.3 Pérdidas por difracción y selección de modos

En el caso real, los diferentes elementos del resonador tienen un tamaño finito, debido al tamaño se pueden producir pérdidas si el haz es de mayor tamaño que estos elementos. Podemos pues definir estos objetos como aperturas que limitarán la propagación espacial de los modos transversales. A estos elementos les podemos asociar un parámetro llamado número de Fresnel, este nos da una idea de como va a ser la difracción en una apertura, cuanto mayor sea este parámetro, tendremos menores pérdidas asociadas a la difracción. Este parámetro para aperturas circulares se puede definir como:

$$N = \frac{a^2}{\lambda L} \quad (63)$$

Donde N es el número de Fresnel, a es el radio de la apertura,  $\lambda$  es la longitud de onda y L es el tamaño del resonador.

Para aperturas rectangulares el parámetro a ya no es el radio, sino que es cada uno de los lados de la apertura. Por lo tanto, una apertura rectangular, tiene asociado dos números de Fresnel. [60]

Este parámetro es bastante importante ya que nos da una idea de la limitación que tenemos a la hora de producir diferentes modos transversales, esto es debido a que estos modos tienen anchuras más grandes, con lo que las aperturas producirán una mayor cantidad de pérdidas, siendo incapaces de generar por completo este modo. Para que un modo decaiga en un resonador debe tener unas pérdidas iguales o superiores a un 10% por pasada. Por lo que si queremos trabajar en rango monomodo debemos asegurar que se cumpla esta condición salvo para el modo fundamental.

En la figura 15 podemos observar las pérdidas por difracción por pasada para los diferentes modos transversales, en función del número de Fresnel. Apreciamos que para trabajar en el modo fundamental el número de Fresnel debe estar entre 0.5 y 0.75. Con una apertura con un número de Fresnel menor a 0.5 el sistema no estaría propagando ningún modo ya que las pérdidas para todos ellos son superiores a 10%, y para superiores a 0.75 comienzan a introducirse más modos como el  $TEM_{01}$ .

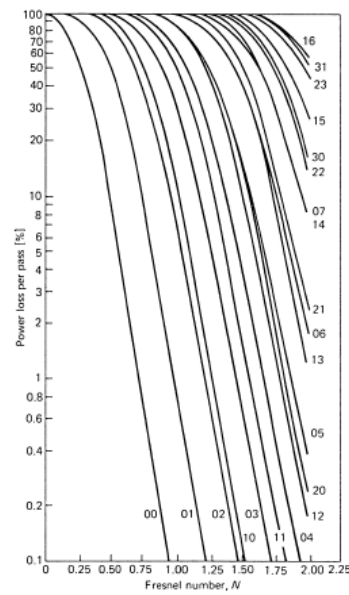


Figura 15. Pérdidas por difracción para los diferentes modos transversales en función del número de Fresnel.[59]

Una vez determinados a partir del número de Fresnel que modos se pueden propagar en nuestra cavidad, debemos determinar como serán las características de estos, como sus anchuras en los espejos y el waist. Para este tipo de modos los perfiles transversales son complejos y es difícil determinar una anchura, pero podemos expresarla en función de la anchura del modo fundamental. Para el caso de modos cilíndricos tenemos:

$$W_{\rho l} = (2\rho + l + 1)^{1/2} W_0 \quad (64)$$

Y para modos rectangulares:

$$\begin{aligned} W_m &= (2m + 1)^{1/2} W_0 \\ W_n &= (2n + 1)^{1/2} W_0 \end{aligned} \quad (65)$$

Donde  $\rho$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $n$  son los identificadores de los modos y  $W_0$  es el waist del modo fundamental. Para describir como será la anchura en cada uno de los espejos debemos recurrir a la ecuación 47, donde describíamos la evolución de la anchura del haz.

El número de Fresnel es una aproximación empleada para los espejos de entrada y de salida. En el caso de un elemento en el interior del resonador se hacen unas aproximaciones de confinamiento por haz gaussiano. En esta aproximación lo que se hace, es ver cuanta potencia queda fuera de la apertura, considerando la anchura de haz que pase por el elemento y su tamaño. La forma de calcular estas pérdidas por pasada es de:



$$Loss = e^{-2\left(\frac{r}{2W}\right)^2} \quad (66)$$

Donde  $r$  es el tamaño de la apertura (diámetro o longitud) y  $W$  es la anchura del haz en el elemento a analizar. Si analizamos un poco la ecuación vemos que, si el tamaño de la apertura es entre 2 o 3 veces la anchura del haz, las pérdidas son prácticamente despreciables, por lo que este será un buen criterio de diseño si queremos evitar pérdidas. Las pérdidas máximas asumibles en este caso serán del 1%.

#### 3.1.2.1.1.4 Modos Transversales con un medio activo

Lo que hemos explicado en los apartados anteriores aplica a un resonador frío, es decir, sin un medio activo. Para analizar el comportamiento de un resonador con un medio activo debemos modificar algunos de los parámetros.

En primer lugar, el medio activo introduce una variación en el índice de refracción, lo que supondrá un cambio en el tamaño eficaz del resonador, ya que la velocidad en este medio es inferior. Esta variación en el tamaño del resonador viene determinada por:

$$\Delta l = l \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (67)$$

Donde  $l$  es el tamaño del medio activo y  $n$  el índice de refracción. Por tanto, el tamaño del resonador ahora será:

$$L_{actual} = L_1 + L_2 + \Delta l \quad (68)$$

Además de este efecto en la expansión del resonador, el medio activo también introduce un fenómeno denominado lente térmica. Este fenómeno es producido por la creación de un gradiente térmico si el sistema no está refrigerado, ya que la temperatura introduce una variación en los índices de refracción. Este fenómeno no será estudiado porque utilizaremos un medio activo refrigerado.

#### 3.1.2.1.2 Modos longitudinales

Los modos longitudinales determinan las diferentes frecuencias que son capaces de generarse en el resonador, este tiene la capacidad de resonar una gran cantidad de frecuencias a partir de la frecuencia de diseño del resonador. Para que un modo longitudinal se pueda generar y mantener en la cavidad tiene que cumplir una condición de fases. Esta condición de fases

implica que el tamaño del oscilador sea un múltiplo de media longitud de onda. Esta condición la podemos ver como:

$$q = \frac{2L}{\lambda} \quad (69)$$

Donde q es un valor entero, L es el tamaño de la cavidad y  $\lambda$  la longitud de onda.

Cada valor de q nos proporciona una de las frecuencias de los diferentes modos longitudinales del resonador. Esta frecuencia se puede expresar como:

$$f = q \frac{c}{2L} \quad (70)$$

Donde c es la velocidad promedio en el resonador, donde se puede representar como  $c = c_0/n_g$ , donde  $n_g$  es el índice de refracción promedio en nuestra cavidad.

Por tanto, podemos definir un espaciado de frecuencia entre cada uno de los modos mediante la ecuación 69, de la forma que nos queda:

$$\Delta f = \frac{c}{2L}(q+1) - \frac{c}{2L}q = \frac{c}{2L} \quad (71)$$

Una vez determinado el espaciado entre modos y que frecuencia es la central debemos determinar la anchura de cada uno de los modos. Podemos definir un parámetro que nos relaciona el espaciado entre dos modos resonantes y la anchura de cada uno. Este parámetro lo denominamos finura. Esta finura dependerá de las reflectividades de los cristales empleados en la cavidad siendo su expresión:

$$F = \frac{\Delta f}{\delta f} = \pi \left[ 2 \arcsin \left( 2 + \frac{4R}{(1-R)^2} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \approx \frac{\pi R^{1/2}}{1-R} \quad (72)$$

Donde F es la finura,  $\delta f$  es la anchura de los modos longitudinales y R es la media geométrica de las reflectividades de los espejos que forman el resonador. Podemos ver que a mayor reflectancia de los espejos mayor será la finura, es decir, más estrechos en frecuencia serán los modos.

Ahora podemos determinar fácilmente la anchura de cada modo con:

$$\delta f = \frac{\Delta f}{F} = \frac{c}{2LF} \quad (73)$$

Una vez determinada las características de los modos longitudinales impuestos por la cavidad óptica, debemos indicar que no todos estos modos podrán mantenerse en la cavidad con bajas pérdidas, sino que solo podrán cumplir esta condición los que se encuentren en una zona donde la ganancia del material supere la ganancia umbral del láser.

En la figura 16 podemos ver un diagrama de los modos longitudinales que podrán mantenerse en la cavidad. Estos modos serán los que estén en el interior de las curvas de ganancia del medio activo (dependiente de la densidad de transparencia, es decir, de la cantidad de electrones inyectados) cuando superan la ganancia umbral del resonador.

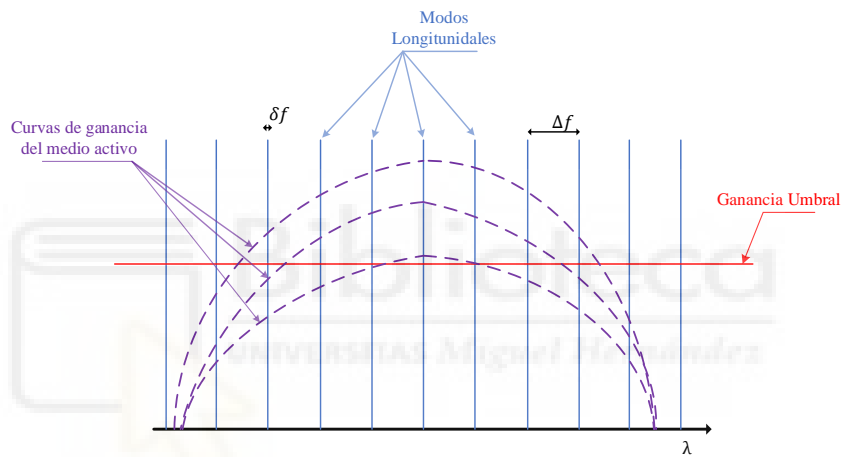


Figura 16: Diagrama de modos longitudinales que tendrán ganancia.

Si en el resonador se están propagando diferentes modos transversales, podrán aparecer modos longitudinales adicionales a los que hemos visto. La ecuación que describe la separación entre los diferentes modos es extraída de [61] y tiene la forma:

$$\Delta f = \frac{c}{2L} \left[ q + \frac{1}{\pi} \Delta(2\rho + l) \arccos \left( 1 - \frac{L}{R} \right) \right] \quad (74)$$

Donde L es el tamaño de la cavidad, R es el radio de curvatura de los espejos, q es el número entero que nos da la posición del modo longitudinal asociado y  $\Delta(2\rho + l)$  nos describe la separación entre los diferentes modos longitudinales asociados a los transversales. Si estamos trabajando en coordenadas cartesianas debemos intercambiar  $(2\rho + l)$  por  $(m + n)$ .

### 3.1.2.1.3 Láser sintonizable

En este apartado hablaremos de diferentes formas de poder sintonizar la longitud de onda de un láser. Debemos indicar que no todos los láseres pueden ser sintonizados, sino que solo podrán serlo aquellos que tengan un medio activo con un perfil de ganancia ancho, por ejemplo

el Yb:KGW (que es el medio activo que emplearemos nosotros)[62]. Esta no es la única condición que debe cumplir para que un láser sea sintonizable, sino que su emisión debe ser transversalmente monomodo [63]. Para conseguir que el láser sea monomodo es posible que se deba introducir un iris (apertura variable) en el interior de la cavidad.

Una vez garantizado un perfil de ganancia ancho y un modo  $TEM_{00}$ , podemos describir algunas técnicas que proporcionan una sintonización de la longitud de onda de emisión del láser. Algunas de estas técnicas son:

- **Sintonización por modificación del medio activo.**

Este método consiste en modificar o desplazar el perfil de ganancia del medio activo. Desplazar la ganancia del medio a otras longitudes de onda nos puede permitir que diferentes longitudes de onda ahora superen el umbral para poder excitarse en el resonador, cuando anteriormente no se cumplía y a su vez algunas que antes sí que se cumplían ahora no.

La modificación del perfil de ganancia se puede lograr modificando la temperatura del medio activo, por ejemplo, cambiando la corriente de alimentación de refrigeración del láser.

- **Sintonización por pérdidas del resonador**

El objetivo de este método es reducir las pérdidas por cavidad para una frecuencia determinada, esto implica que la ganancia umbral se reduce. Si empleamos este método en una situación en la que el sistema no ha alcanzado todavía la ganancia umbral podemos excitar el modo longitudinal que deseamos, siempre y que la reducción del umbral consiga equiparar la ganancia del medio con el umbral para esa frecuencia.

Una de las formas más sencillas de lograr esta reducción de las pérdidas es introducir otro sistema de realimentación a la salida del resonador. Este sistema de realimentación reintroducirá en el sistema la longitud de onda deseada, con lo que las pérdidas por cavidad se reducen. Para seleccionar esta longitud de onda se puede hacer con una red de difracción, como proponen Littrow [64] y Littman [65]

En la figura 17 se puede observar una comparativa entre la configuración de Littman y la de Littrow. La configuración de Littrow, figura 17 a), consiste en realimentar el sistema láser directamente con el orden uno de la difracción, modificando el ángulo entre el haz láser y la red de difracción. La salida de este láser será el orden 0, que es aquel que no se dispersa, con este orden 0 podremos conocer

mediante un analizador de espectros las frecuencias de nuestro láser. El problema de este sistema es que en función de la longitud de onda que queramos introducir en el sistema, la salida del láser cambiará de posición.

Para solucionar este problema Littman, figura 17 b), propuso mantener fija la red e insertar un elemento adicional, un espejo que servirá para reflejar dependiendo de su ángulo la longitud de onda deseada. En este método el orden 1 es utilizado para iluminar el espejo y el orden 0 como salida del láser. En el orden uno al reflejar en la misma dirección y con mismo ángulo conseguimos que esa longitud de onda se reintroduzca en el sistema. Esto es debido a que una red de difracción separa angularmente cada longitud de onda, provocando que cada una incida con un ángulo diferente en el espejo, solo la que incide perpendicularmente en este, podrá volver a la red de difracción en la misma trayectoria. Al reintroducirse de esta forma, la red lo devuelve en la misma dirección en la que había sido introducida inicialmente, es decir, hacia el láser.

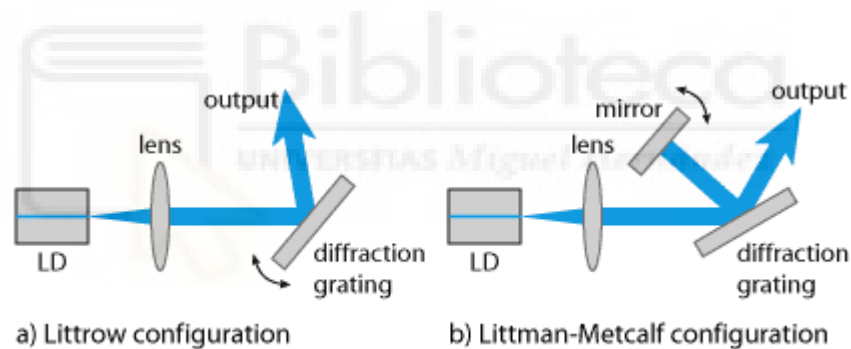


Figura 17. Comparativa entre configuración de Littrow y de Littman.[65]

Por lo tanto, podemos realimentar el láser mediante otro sistema, que nos permita seleccionar la longitud de onda deseada, tanto con redes de difracción como prismas dispersivos, para así reducir la ganancia umbral para esa longitud de onda. Este sistema no solo logra que se excite un modo longitudinal, sino que puede ser adicional a los que ya operaban por superar el umbral.

## 3.2 Conceptos previos

Antes de comenzar con el desarrollo en sí del proyecto deberemos hablar sobre algunos conceptos previos. Estos conceptos previos incluyen formas de calcular ciertos parámetros o implicaciones que deberemos tener en cuenta posteriormente, a la hora de desarrollar tanto el diseño del resonador, como el modelo de la conversión.

### 3.2.1 Índice de refracción del medio

Para calcular el índice de refracción del medio no lineal, recurrimos a las ecuaciones de Sellmeier modificadas. Estas expresiones nos permiten relacionar el índice de refracción de medios transparentes con la longitud de onda y la temperatura a la que se encuentre el medio. Con lo que nos permiten determinar la dispersión cromática producida en un medio.

Se emplean las ecuaciones modificadas debido a que las ecuaciones de Sellmeier solo relacionan el índice de refracción con la longitud de onda y como vimos en [23] puede ser interesante incluir la dependencia de la temperatura. Además, es útil introducir esa dependencia con la temperatura para tener un parámetro adicional para poder modificar el ajuste de fases.

La expresión de Sellmeier modificada tiene la forma:

$$n_e^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (75)$$

Donde los coeficientes  $a$  representan los polos de absorción en el rango ultravioleta e infrarrojo. Los coeficientes  $b$  representan la dependencia frente a la temperatura,  $\lambda$  representa la longitud de onda en micras y el parámetro  $f$  es el parámetro de temperatura. Este parámetro  $f$  está descrito por:

$$f = (T - 24.5)(T + 570.28) \quad (76)$$

Para el material que vamos a utilizar, 5% MgO:LiNbO<sub>3</sub>, los coeficientes son

Coefficiente	Valor
$a_1$	5.756
$a_2$	0.0983
$a_3$	0.2020
$a_4$	189.32
$a_5$	12.52
$a_6$	1.32E-2
$b_1$	2.779E-6
$b_2$	5.763E-8
$b_3$	3.729E-8
$b_4$	1.415E-4

Tabla 6. Coeficientes de Sellmeier para 5% MgO:LiNbO<sub>3</sub> según [67]

Debemos destacar que los coeficientes de la tabla son válidos para el rango de longitud de onda de 0.5-4 $\mu$ m y un ancho de temperatura de 60° a 510°, ajustándose perfectamente al comportamiento para grados inferiores a 60° según [68]. Esto lo podemos ver en la figura 18, en ella vemos como es el comportamiento de la expresión de Sellmeier con los coeficientes de la tabla 6. Además, se incluye los resultados para 20° de [68] con lo que podemos apreciar que se ajusta casi perfectamente con lo que podemos determinar que estos coeficientes nos valdrán.

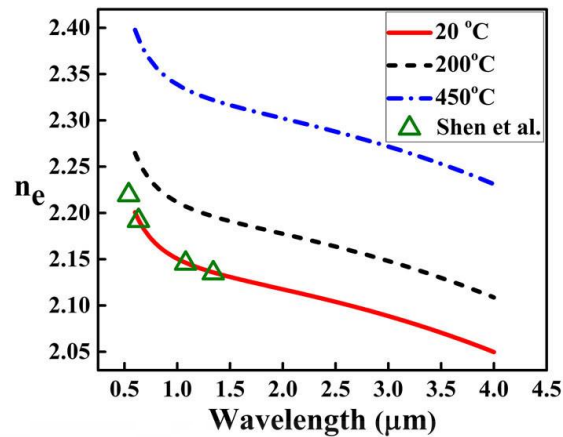


Figura 18. Cálculo del índice extraordinario para diferentes longitudes de onda y distintas temperaturas según [67], incluyendo los resultados de [68]

### 3.2.2 Saturación en Intensidad y eficiencia de conversión

En [53] se demuestra que, si se cumple el criterio de ajuste de fases en un medio simple (no QPM), el haz de bombeo es colimado y estamos analizando el caso de una onda plana monocromática, existe una solución analítica simple para determinar la evolución respecto a  $z$  de la intensidad de la onda convertida, que viene determinada por:

$$I_c(L) = \frac{\omega_c}{\omega_s} I_s(0) \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{I_p}{I_{p,max}}} \right) \quad (77)$$

Donde  $\omega_c$  es la frecuencia angular del haz convertido,  $\omega_s$  es la frecuencia angular del haz de señal,  $I_s$  es la intensidad del haz de señal,  $I_p$  es la intensidad del haz de bombeo y  $I_{p,max}$  es la intensidad del haz de bombeo para que la conversión sea máxima. Si nos fijamos en esta expresión nos indica que la intensidad del haz convertido será  $\frac{\omega_c}{\omega_s}$  la intensidad de señal que había antes de introducirse en el cristal no lineal. En nuestro caso esto significa que para el caso colineal el haz convertido será alrededor de 2.4 veces superior que la intensidad de señal.

La expresión que define el valor de la intensidad de bombeo en la que obtenemos una conversión total es:

$$I_{p,max} = \frac{n_s n_c n_p \varepsilon_0 c^3}{2 \omega_s \omega_c d_{eff}^2 L^2} \quad (78)$$

Donde las  $n$  representan los índices de refracción para cada longitud de onda,  $\varepsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $c$  es la velocidad del vacío,  $\omega$  es las frecuencias angulares de los haces,  $d_{eff}$  es el coeficiente efectivo del material no lineal y  $L$  es la longitud del cristal no lineal.

A partir de esta última expresión podemos determinar mediante unos pequeños cálculos que potencia de bombeo va a producir una conversión máxima. A continuación, mostraremos un ejemplo de la utilización de esta expresión. Para ellos vamos a analizar la conversión para dos longitudes diferentes del cristal no lineal, 5mm y 20mm, esto es para poder comparar la respuesta que tiene un sistema de conversión y que parámetros se modifican según el tamaño del cristal no lineal. Ambos con un coeficiente efectivo de 15pm/V, para una longitud de onda de señal de 1547nm, una longitud de onda de bombeo de 1064nm, dando como resultado una longitud de onda convertida de 630nm y operando a una temperatura de 25°. Si sustituimos los datos y empleamos para calcular los índices de refracción la ecuación 52, con los parámetros de la tabla 1 obtenemos una intensidad de bombeo de 5.85E10 W/m<sup>2</sup> para el cristal no lineal de 5mm de longitud y 3.656E9 W/m<sup>2</sup> para el de 20mm. Si tenemos en cuenta que hay un haz de bombeo colimado de un waist de 220µm a  $1/e^2$  en intensidad, obtenemos una potencia equivalente a



$$\begin{aligned} P_{5mm} &= I_{p,max,5mm} \cdot \text{área del gaussiano} = I_{p,max,5mm} \cdot (\pi W^2) = 8.89kW \\ P_{20mm} &= I_{p,max,20mm} \cdot \text{área del gaussiano} = I_{p,max,20mm} \cdot (\pi W^2) = 536W \end{aligned} \quad (79)$$

Para poder alcanzar potencias ópticas elevadas en la práctica con un láser continuo debemos utilizar una cavidad donde tendremos en su interior el cristal no lineal. Otra de las posibles soluciones es utilizar un láser de impulsos, pero esta solución no la vamos a implementar en este trabajo. Aunque en todo caso no podremos alcanzar las potencias ópticas requeridas por el cristal de 5mm. Debemos destacar que estas potencias son internas al medio no lineal.

Por tanto, los procesos de conversión no lineal están limitados en intensidad, es decir, el proceso alcanza un máximo a una intensidad determinada y aunque aumentemos más la intensidad de bombeo no produciremos más intensidad en el campo convertido. Por ello hablamos de que existe una saturación en intensidad.

Además, a partir de la ecuación 77 podemos definir un concepto de eficiencia, denominada eficiencia de conversión. Esta eficiencia nos relaciona el comportamiento de la conversión en función de la intensidad del bombeo. Esta eficiencia, además, nos relaciona la cantidad de intensidad de señal convertida tendremos en función de la intensidad de la imagen en la entrada. Por lo tanto, la eficiencia respecto a la potencia se podrá expresar como:

$$\eta_{conversión} = \frac{I_c(L)}{I_s(0)} = \frac{\omega_c}{\omega_s} \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{I_p}{I_{p,max}}} \right) \quad (80)$$

Podemos ver en la ecuación 80, que esta eficiencia alcanzará su valor máximo cuando la intensidad de bombeo sea igual a la que produce una conversión total. Siendo el valor máximo de la eficiencia  $\omega_c/\omega_s$ .

### 3.2.3 Campo de visión

Este concepto que ha sido previamente nombrado hace referencia a cuanta cantidad de imagen podemos llegar a convertir para una longitud de onda determinada. Este parámetro está relacionado con las focales que utilicemos, el tamaño de la imagen que tengamos y la longitud del cristal no lineal, es decir, con el sistema de focalización que tengamos. Vamos a proponer un sistema simple de una lente y el medio no lineal para exponer el problema.

En la figura 19 podemos ver la representación del sistema de focalización, vemos como se introduce un haz en una lente y esta focaliza el haz en el medio no lineal. Si analizamos el problema con una combinación entre óptica de rayos y óptica de haces, vemos que cada parte del haz tiene asociado un ángulo distinto, es decir, podemos dividir el haz de imagen en sectores angulares. A cada uno de estos sectores podemos asociarles un ángulo, que será el de entrada al cristal no lineal. Este ángulo es el mismo ángulo de divergencia del haz gaussiano que vimos en la ecuación 50. Para poder calcularlo deberemos determinar el nuevo waist del haz tras pasar por la lente. Este nuevo waist se puede expresar como:

$$W_0' = \frac{F \lambda_s}{W_0 \pi} \quad (81)$$

Donde  $W_0'$  representa el nuevo waist del haz tras pasar por una lente de focal  $F$ , a una longitud de onda  $\lambda_s$  con un waist inicial  $W_0$ . Si introducimos la ecuación 81 en 50 obtenemos:

$$\theta_0 = \frac{W_0}{F} \quad (82)$$

Debemos indicar además que para cambiar estos ángulos que son externos, al interior del medio no lineal deberemos aplicar la ley de Snell para poder calcular los sectores angulares. La ley de Snell para calcular el ángulo correspondiente en el material se puede expresar como:

$$\theta_{int} = \arcsin\left(\frac{\sin(\theta_{ext})}{n_s}\right) \quad (83)$$

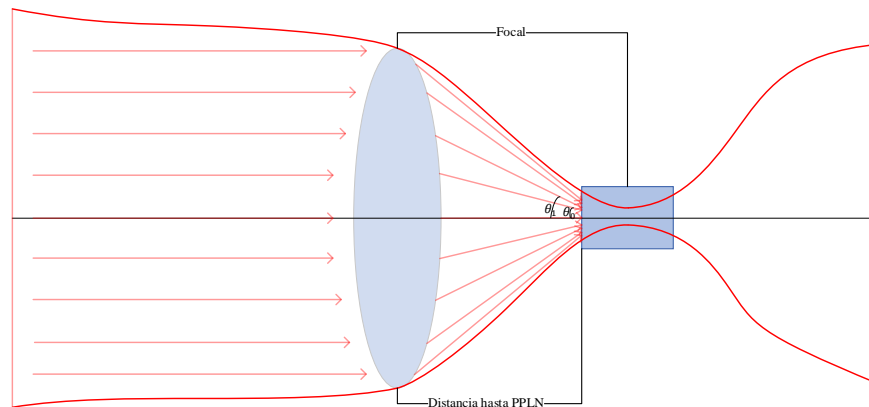


Figura 19. Representación del sistema de focalización.

Tras analizar como sería el ángulo para un haz de waist  $W_0$ , podemos asociar a cada zona espacial un ángulo de divergencia. Para determinar este ángulo de divergencia para cada punto, tan solo debemos hacer una pequeña modificación en la ecuación 82, cambiar el waist por un radio asociado a las posiciones que queramos analizar, este cambio por tanto es cambiar  $W_0$  por  $\sqrt{x^2 + y^2}$ .

Por tanto, podemos asociar a cada zona espacial del haz un ángulo, esto implica una limitación en la cantidad de imagen podemos convertir, debido a la eficiencia normalizada. Por ello el sistema no va a convertir toda la imagen que haya a la entrada, sino que solo convertirá el sector angular que verifique el ajuste de fases. A continuación, vamos a mostrar un ejemplo en el que disponemos de un haz gaussiano ancho pero debido a las limitaciones que nos impone la eficiencia normalizada, ecuación 28, solo podremos convertir una sección de la imagen. La conversión de estos sectores dependerá del conjunto de longitudes de onda utilizadas para satisfacer la condición de ajuste de fases.

Además, podemos identificar en la ecuación 28 que la eficiencia normalizada depende del tamaño del cristal no lineal. Este tamaño del cristal lo que implica es una modificación en la anchura del sector angular, cuanto mayor sea el cristal no lineal, más estrecho será el sector angular. Mientras que, el ajuste de fases controla la posición del sector angular.

En la figura 20 podemos ver una comparativa de como se limita la conversión de un haz en función de la eficiencia normalizada con un cristal de 2cm de longitud. En la figura 20 a) disponemos de un haz gaussiano de imagen relativamente ancho (respecto al sector angular colineal). En la figura 20 b) vemos el sector angular que verifica la condición de ajuste de fases para el ángulo  $\theta=0$ . En la figura 20 c) vemos el sector angular que verifica la condición de ajuste de fases para otro ángulo, conforme mayor sea el ángulo que cumpla la condición de ajuste de fases, mayor será el radio del sector angular.

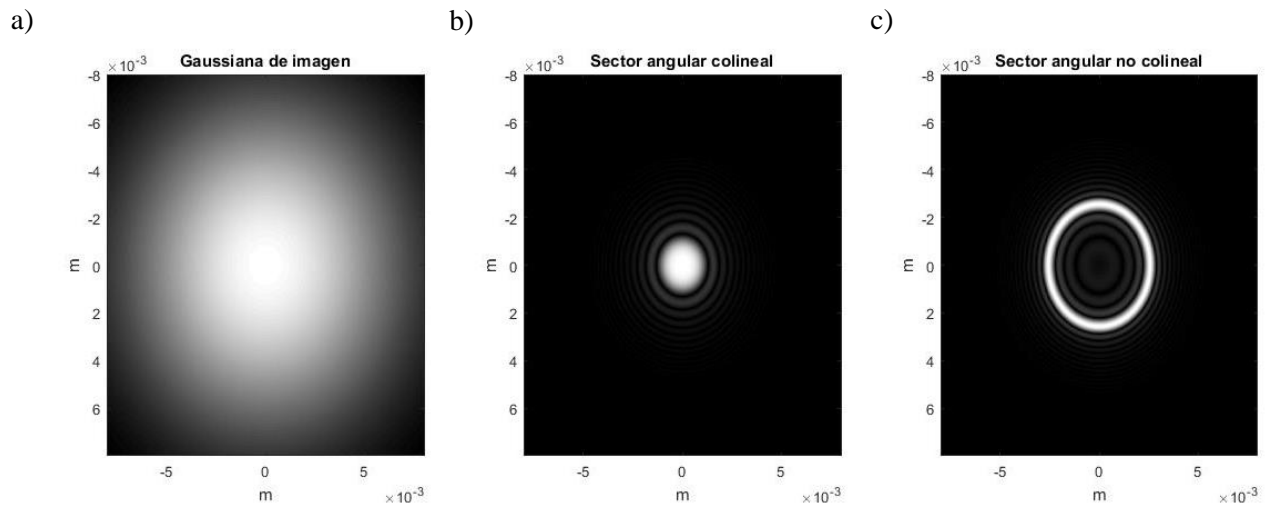


Figura 20. Comparativa de limitación del campo angular con cristal no lineal de 2cm. a) Gaussiana de imagen que se quiere convertir. b) Sector de la gaussiana que cumple el ajuste de fases para  $\theta = 0$ . c) Sector de la gaussiana que verifica el ajuste de fases para un ángulo diferente de 0.

En la figura 21 vamos a ver los mismos resultados que en la figura 20, pero con un cristal no lineal de 0.5cm de longitud. Comparando los resultados de la figura 20 y 21 comprobamos que los cristales no lineales cortos tienen una aceptación angular mayor, es decir, generamos sectores angulares más anchos, por tanto, tenemos un mejor FOV. Pero esto supone una limitación en la conversión, debido a que como vimos en el apartado anterior, para que haya una conversión total debemos tener una intensidad de bombeo igual a la intensidad máxima y esta intensidad es inversamente proporcional a la longitud del cristal no lineal. Por lo que esta intensidad para cristales más cortos es muy superior que con cristales largos y por ello debemos llegar a un compromiso.

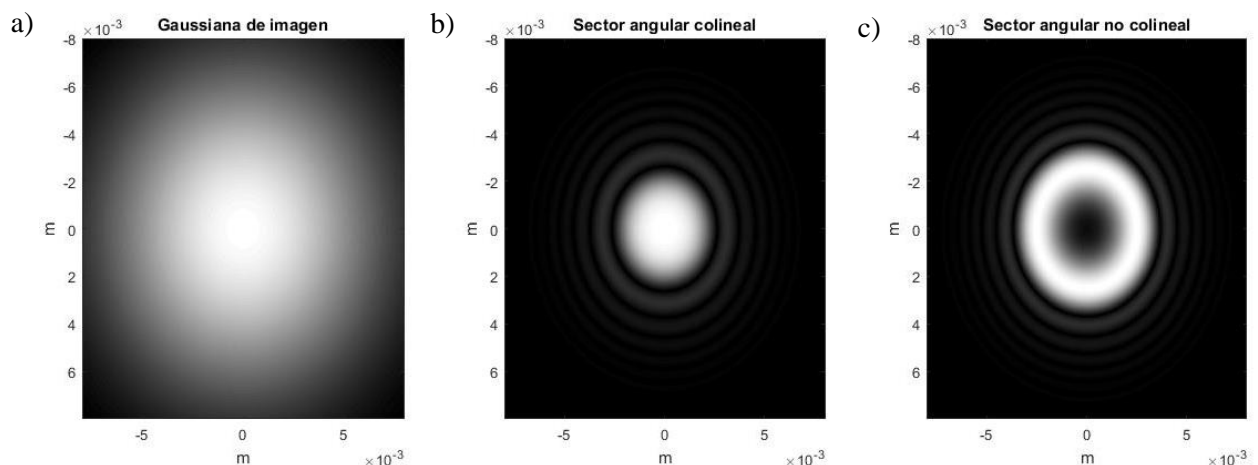


Figura 21. Comparativa de limitación del campo angular con cristal no lineal de 0.5cm. a) Gaussiana de imagen que se quiere convertir. b) Sector de la gaussiana que cumple el ajuste de fases para  $\theta = 0$ . c) Sector de la gaussiana que verifica el ajuste de fases para un ángulo diferente de 0.

Para que la condición de ajuste de fases se cumpla para otro ángulo debe cambiar la longitud de onda de la señal o la de bombeo. Por ello, para poder a llegar a convertir toda la imagen debemos optar por bombeos anchos (el bombeo está compuesto por diferentes componentes frecuenciales) o imágenes hiperspectrales (el haz de señal está formado por diferentes longitudes de onda), esto significa cumplir la condición de ajuste de fases simultáneamente para diferentes ángulos. En nuestro caso hemos realizado esta modificación con bombeos anchos, pero es posible combinar las dos técnicas.

En la figura 22 podemos ver la imagen de qué longitudes de onda de bombeo (eje x) verifican la condición de ajuste de fases para cada ángulo (eje y), si combinamos cada una de las longitudes de onda de bombeo con su ángulo, podemos convertir prácticamente la totalidad de la imagen. En la figura 22 a) podemos ver como es la eficiencia normalizada en un cristal de 5mm y en la figura 22 b) lo vemos para un cristal de 20mm. Comparándolas entre ellas podemos ver como en la de 5mm para una misma longitud de onda hay más un conjunto mayor de ángulos que están muy próximos a verificar el ajuste de fases.

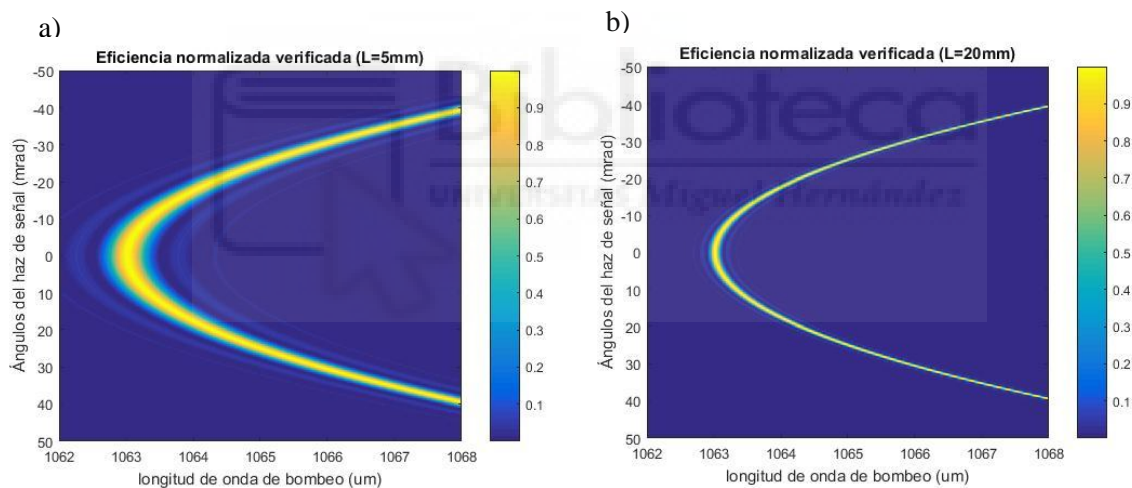


Figura 22. Comparativa de la eficiencia normalizada para dos longitudes de onda diferentes. a) Eficiencia normalizada para un cristal de 5mm. b) Eficiencia normalizada para un cristal de 20mm.

Por tanto, si utilizamos diferentes longitudes de onda de bombeo podremos convertir toda la imagen que deseamos, en contra de perder potencia por cada longitud de onda, ya que la potencia máxima que podamos conseguir en un sistema de resonador es la misma para una longitud de onda que para un ancho de bombeo. Esto supone imponer un nuevo compromiso en los sistemas de conversión de imagen, entre FOV y eficiencia de conversión.

### 3.2.4 Resolución

La resolución en una imagen se puede definir como el detalle más pequeño que se puede apreciar en esta. Esta resolución en un sistema de conversión depende de diferentes factores, como es el sistema de captación de la imagen (que cantidad de píxeles por pulgada tenga la cámara) y el sistema de conversión en sí. En esta parte vamos a desarrollar los problemas o cosas a tener en cuenta con respecto a la limitación de resolución que nos impone el sistema de conversión.

Antes de ver que puede limitar la resolución en un sistema de conversión primero debemos hablar del sistema propuesto. El sistema propuesto para la analizar la conversión de imágenes está basado en un sistema 4-F. El sistema 4-F se basa en tener dos lentes que pueden tener focales diferentes, pero disponerlas de tal modo que las distancias focales coincidan.

Un esquema del sistema 4-F se puede apreciar en la figura 23. En esta figura vemos que la imagen que haya en el plano de objetos se le aplica la transformada de Fourier tras pasar propagarse dos distancias focales atravesando a su vez la lente (la lente es la que realiza la transformada de Fourier). En el plano de Fourier, el punto central del sistema 4-F se encuentra la transformada de Fourier de la imagen de la entrada o perfil transversal. Tras propagarse desde este punto hasta el plano de imagen pasando por la segunda lente nos encontramos con la imagen que había a la entrada, pero invertida. A este sistema también se le puede denominar sistema de magnificación ya que la imagen resultante tendrá el tamaño de la original multiplicada por un factor  $M$ , este factor viene determinado por:

$$M = \frac{-f_2}{f_1} \quad (84)$$

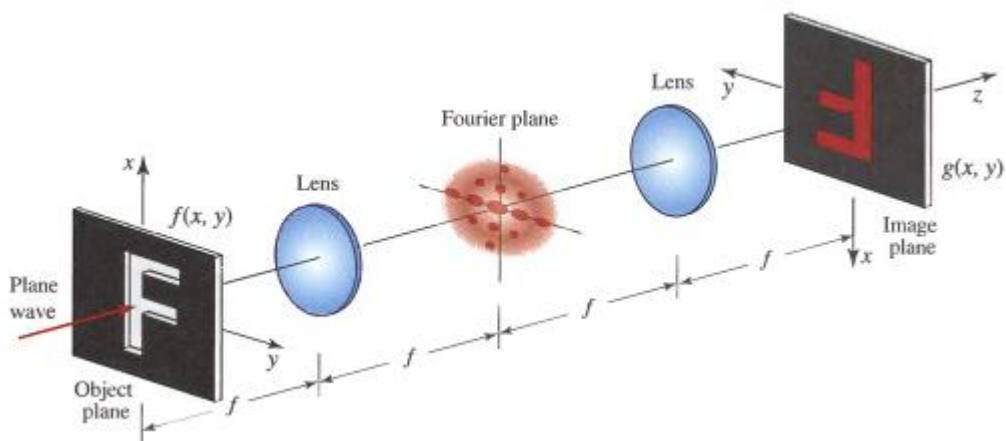


Figura 23. Esquema de un sistema 4-F extraído de [52]

Ahora imaginémonos que colocamos un filtro en el plano de Fourier. Este filtro puede ser simplemente un pinhole, que es un pequeño agujero regulable con un diafragma. Este pinhole lo que dejaría pasar las frecuencias espaciales bajas de la imagen, con lo que estaríamos aplicando un filtro paso bajo. En el plano imagen por tanto tendríamos una imagen resultante un poco borrosa debido a que las frecuencias altas han sido eliminada, estas frecuencias altas pertenecerían a los bordes de las imágenes y los detalles muy pequeños.

En nuestro sistema de conversión ocurre lo que acabamos de explicar, aunque no dispongamos de un pinhole o filtro espacial. Esto es porque el tamaño del haz de bombeo impone una limitación en la cantidad de frecuencia que pueden convertirse del mismo modo que lo haría un filtro de paso bajo. Esto se puede comprobar fácilmente en las ecuaciones acopladas que desarrollamos (ecuación 38), ya que, si el bombeo es 0 en una zona esta no se convertirá. Así que el bombeo no solo da la potencia necesaria para que el proceso de conversión sea eficiente, sino que limita la resolución final del sistema.

Vamos a determinar cuál es la resolución del sistema si suponemos que el haz de bombeo se comporta idealmente como un pinhole o un filtro espacial perfecto (un agujero circular). La expresión que nos da la frecuencia espacial de corte viene expresada por:

$$v_c = \frac{W_0}{\lambda f} \quad (85)$$

Donde  $v_c$  representa la frecuencia espacial de corte en líneas/metros,  $W_0$  es el waist del haz de bombeo, que recordamos que esta colimado,  $\lambda$  es la longitud de onda de la señal de imagen y  $f$  es la focal de la primera lente del sistema 4-F.

Por ejemplo, vamos a calcular la frecuencia espacial de corte con un waist de bombeo de 220 $\mu$ m, una longitud de onda de bombeo de 1547nm y una focal de 10cm para la primera lente, obtenemos:

$$v_c = 1422 \frac{\text{líneas}}{\text{metro}} = 1.422 \frac{\text{líneas}}{\text{milímetros}} \quad (86)$$

Esto significa que el haz de bombeo elimina o no permite que se conviertan las frecuencias espaciales superiores a 1.422 líneas/mm, por lo que el elemento más pequeño que podremos distinguir tendrá un tamaño aproximado de 0.7mm. Este valor es solamente una aproximación ya que nuestro haz no es una circunferencia, sino que es una gaussiana, con lo que pasarán una cantidad mayor de frecuencias, ya que no se cortarán de golpe, sino que se atenuarán.

Por tanto, la anchura de bombeo empleada supone una limitación en la resolución del sistema, cuanto mayor sea la anchura del bombeo mayor será la resolución del sistema, pero por

contraparte tenemos que cuanto mayor sea la anchura de este haz, la conversión necesita potencias más elevadas para conseguir la conversión total. Con lo que se nos impone un nuevo compromiso entre resolución y conversión total.

Además de esta limitación en resolución nos podemos encontrar con un efecto de limitación de imagen debido a los bordes del cristal no lineal. Si no llegamos a focalizar correctamente puede haber partes de la imagen que no lleguen a convertirse. Esto es debido a que solo la imagen que entre en el medio no lineal podrá convertirse. Si el sistema no está bien diseñado esto puede provocar una gran limitación con lo que debemos asegurar que en la entrada del medio no lineal el waist sea al menos la mitad que las dimensiones transversales del medio.

Por último, debemos destacar que cuando se trabaja en procesos de conversión la imagen generada a la nueva longitud de onda presenta un factor de reducción. Esto es debido a que los ángulos de señal que entran en el cristal no lineal, al convertirse se reducen significativamente. Esto se puede ver rápidamente en la ecuación 20, en la que calculábamos el ángulo de la señal convertida en función de los números de onda de cada señal y el ángulo de imagen. Si trabajamos con ángulos pequeños (como es nuestro caso), podemos ver rápidamente que:

$$\theta_{up} = \frac{k_s}{k_{up}} \theta_s = \frac{\lambda_{up}}{\lambda_s} \theta_s \quad (87)$$

Donde  $\theta_{up}$  es el ángulo de la señal convertida,  $k_{up}$  es el número de onda de la señal convertida,  $k_s$  es el número de onda de la señal de imagen,  $\theta_s$  es el ángulo de entrada de la señal de imagen,  $\lambda_{up}$  es la longitud de onda de la señal convertida y  $\lambda_s$  es la longitud de onda de la señal de imagen.

Que se reduzcan estos ángulos implica que el tamaño de la imagen se reduzca el mismo orden. Por tanto, podemos crear un nuevo factor de magnificación para las imágenes convertidas a partir de la unión de las ecuaciones 84 y 87. Este sería:

$$M_{up} = \frac{\lambda_{up}}{\lambda_s} M = -\frac{\lambda_{up} f_2}{\lambda_s f_1} \quad (88)$$



### 3.3 Desarrollo del modelo de conversión

Como comentamos en el apartado 3.1.1.5 “Desarrollo de las ecuaciones generales del SFG”, las ecuaciones 38, 43 y 44, no son integrables analíticamente debido al ajuste de fases no colineal, por ello debemos optar por resolverlas mediante un método numérico.

Tener la solución de las ecuaciones es importante para poder entender y comprender como se comportan los procesos de conversión y ver como le afectan modificaciones como el cambio de longitud del cristal no lineal, la temperatura del sistema o incluso las potencias empleadas. Es necesario la solución, además porque no es intuible lo que sucede en los procesos no lineales, teniendo en cuenta la difracción de las ondas y la interacción entre los diferentes campos.

Para resolver nuestro problema hemos optado por los esquemas de integración SSFM (Split step Fourier methode). Estos esquemas son ampliamente utilizados para resolver la ecuación no lineal de Schrödinger en fibras ópticas como podemos ver en [69].

Este método sigue la estructura expuesta por Powers en [70] y Smith en [71]. El método SSFM consiste en subdividir el medio no lineal en  $N$  secciones de tamaño  $dz = L/N$ . Para cada una de estas secciones se puede desacoplar la parte no lineal con la parte de difracción de la onda de las ecuaciones generales. Por tanto, si solucionamos cada parte por separado y combinamos los resultados obtenemos una solución aproximada.

El primer paso para poder desarrollar este método es expresar las tres ecuaciones lineales, en una sola ecuación matricial en la que se puede separar la parte no lineal de la de difracción. Por esto mismo debemos representarlas como:

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})\vec{A}. \quad (89)$$

Donde  $A$  es la representación matricial del conjunto de los campos,  $D$  es la representación matricial de la parte de la difracción de las ecuaciones generales y  $N$  es la representación matricial de la parte no lineal de las ecuaciones acopladas. Ahora, podemos representar  $A$  como:

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} \vec{A}_c \\ \vec{A}_p \\ \vec{A}_s \end{bmatrix} \quad (90)$$

La parte de difracción,  $\hat{D}$ , la podemos expresar como:

$$\hat{D} = \begin{bmatrix} \frac{j}{2k_c} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{j}{2k_p} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{j}{2k_s} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \end{bmatrix} \quad (91)$$

Y por último podemos representar la parte no lineal como:

$$\hat{N} = \frac{2jd_{eff}}{c} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{\omega_c^2}{k_c} \vec{A}_p(\vec{r}) e^{j(\Delta k_z)z} \\ \frac{\omega_p^2}{k_p} \vec{A}_s^*(\vec{r}) e^{-j(\Delta k_z)z} & 0 & 0 \\ \frac{\omega_s^2}{k_s} \vec{A}_p^*(\vec{r}) e^{-j(\Delta k_z)z} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (92)$$

Tras poder expresar las tres ecuaciones acopladas en una sola, de la forma de la ecuación 89, podemos encontrar una solución simbólica que tendrá la forma siguiente:

$$\vec{A}(z + dz) = e^{(\hat{D} + \hat{N})dz} \vec{A}(z) \quad (93)$$

Para que se pueda desacoplar la parte no lineal de la parte de la difracción se debe comprobar que:

$$e^{(\hat{D} + \hat{N})dz} \approx e^{\hat{D}dz} e^{\hat{N}dz} \quad (94)$$

Para poder comprobar que la aproximación de la ecuación 94, debemos desarrollar las exponenciales según su propia definición. En la ecuación 95 encontramos la definición de la exponencial:

$$e^x = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{k!} = 1 + x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{6} + \dots \quad (95)$$

Si aplicamos el desarrollo de la ecuación 95 en la exponencial de la izquierda de la aproximación de la ecuación 94 obtenemos:

$$e^{(\hat{D}+\hat{N})dz} = 1 + \hat{D}dz + \hat{N}dz + \frac{(\hat{D}dz)^2}{2} + \frac{(\hat{N}dz)^2}{2} + \frac{\hat{D}\hat{N}}{2}dz^2 + \frac{\hat{N}\hat{D}}{2}dz^2 + \dots \quad (96)$$

Debemos apreciar que como  $\hat{D}$  y  $\hat{N}$  son operadores matriciales, por lo que no se verifica que  $\hat{D}\hat{N} = \hat{N}\hat{D}$ . Es decir, los operadores no se pueden conmutar.

Si a continuación, desarrollamos la exponencial derecha de la aproximación, encontramos que:

$$\begin{aligned} e^{\hat{D}dz}e^{\hat{N}dz} &= \left(1 + \hat{D}dz + \frac{(\hat{D}dz)^2}{2} + \dots\right) \left(1 + \hat{N}dz + \frac{(\hat{N}dz)^2}{2} + \dots\right) \\ &= 1 + \hat{D}dz + \frac{(\hat{D}dz)^2}{2} + \hat{N}dz + \frac{(\hat{N}dz)^2}{2} + \hat{D}\hat{N}dz^2 + \dots \end{aligned} \quad (97)$$

Comparando los resultados obtenidos en la ecuación 96 y en la 97 observamos que los términos de orden 0 y primer orden son exactamente los mismos y dentro de los de segundo orden hay una diferencia en dos términos, resultando ser las multiplicaciones entre los operadores. La diferencia existente entre ambos desarrollos se puede determinar como  $\frac{1}{2}[\hat{D}\hat{N} - \hat{N}\hat{D}]dz^2$ . Esta diferencia será pequeña si estamos en una región donde  $dz$  es pequeño, ya que los términos que predominarán serán los que tienen en común los dos desarrollos. Por tanto, podemos decir que la aproximación expuesta en 94 se cumple con una precisión de  $dz$  [72].

Tras comprobar la aproximación podemos describir la solución simbólica que encontramos en la ecuación 93 como:

$$\vec{A}(z + dz) = e^{\hat{D}dz}e^{\hat{N}dz}\vec{A}(z) \quad (98)$$

El resultado final que vemos en la ecuación 98 tiene su importancia. Esta radica en que la solución  $\vec{A}(z + dz)$  es obtenida operando primero por la exponencial del operador no lineal y el resultado es operado por la exponencial del operador de la difracción. Analizando este comportamiento, podemos determinar que operar por la exponencial de un solo operador es igual que resolver la ecuación diferencial teniendo en cuenta ese solo operador.

En este punto podemos implementar las ecuaciones y tendríamos una de las versiones de SSFM, donde la precisión sería de  $dz$ . Pero podemos mejorar el orden de precisión de la solución hasta  $dz^2$  si implementamos el método de segmentación de Strang [73]. A la unión de estos dos métodos se le llama SSFM simétrico.

En la segmentación de Strang se toma otra aproximación en vez de la ecuación 94. En este caso Strang propone:

$$e^{(\hat{D}+\hat{N})dz} \approx e^{\frac{\hat{D}}{2}dz} e^{\hat{N}dz} e^{\frac{\hat{D}}{2}dz} \quad (99)$$

Siguiendo esta aproximación podemos crear una nueva solución simbólica, que se puede expresar como:

$$\vec{A}(z + dz) = e^{\frac{\hat{D}}{2}dz} e^{\hat{N}dz} e^{\frac{\hat{D}}{2}dz} \vec{A}(z) \quad (100)$$

En esta solución vemos como cambia un poco la solución, en este caso evaluamos la difracción en un paso de  $\frac{dz}{2}$ , luego evaluaremos la parte no lineal en un paso entero y finalmente propagaremos durante otro paso de  $\frac{dz}{2}$ . Debemos destacar el orden de operaciones es invertible tal y como vemos en la ecuación 101:

$$e^{\frac{\hat{D}}{2}dz} e^{\hat{N}dz} e^{\frac{\hat{D}}{2}dz} = e^{\frac{\hat{N}}{2}dz} e^{\hat{D}dz} e^{\frac{\hat{N}}{2}dz} \quad (101)$$

Como hemos visto la solución de nuestra ecuación diferencial la podemos dividir en tres ecuaciones diferenciales consecutivas siempre y cuando evaluemos las ecuaciones en una sección de tamaño  $dz$ . Por tanto, el algoritmo que deberemos seguir es de la forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{A}_1}{\partial z} &= \frac{\hat{D}}{2} \vec{A}_1 \\ \frac{\partial \vec{A}_2}{\partial z} &= \hat{N} \vec{A}_1 \\ \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} &= \frac{\hat{D}}{2} \vec{A}_2. \end{aligned} \quad (102)$$

En la figura 24 podemos ver el esquema de división de secciones del método SSFM simétrico. En este podemos ver como sería la evaluación de estas 3 ecuaciones diferenciales consecutivas. Primero evaluaríamos la propagación del campo en un espacio correspondiente a  $dz/2$ . La solución de la propagación se emplearía como el campo de entrada para evaluar la no linealidad. Y a su vez el resultado de esta última se propagaría otro  $dz/2$ . Este proceso se debe realizar hasta

haber pasado todas las secciones del material. Dando como resultado la evaluación del campo en  $z=L$ .

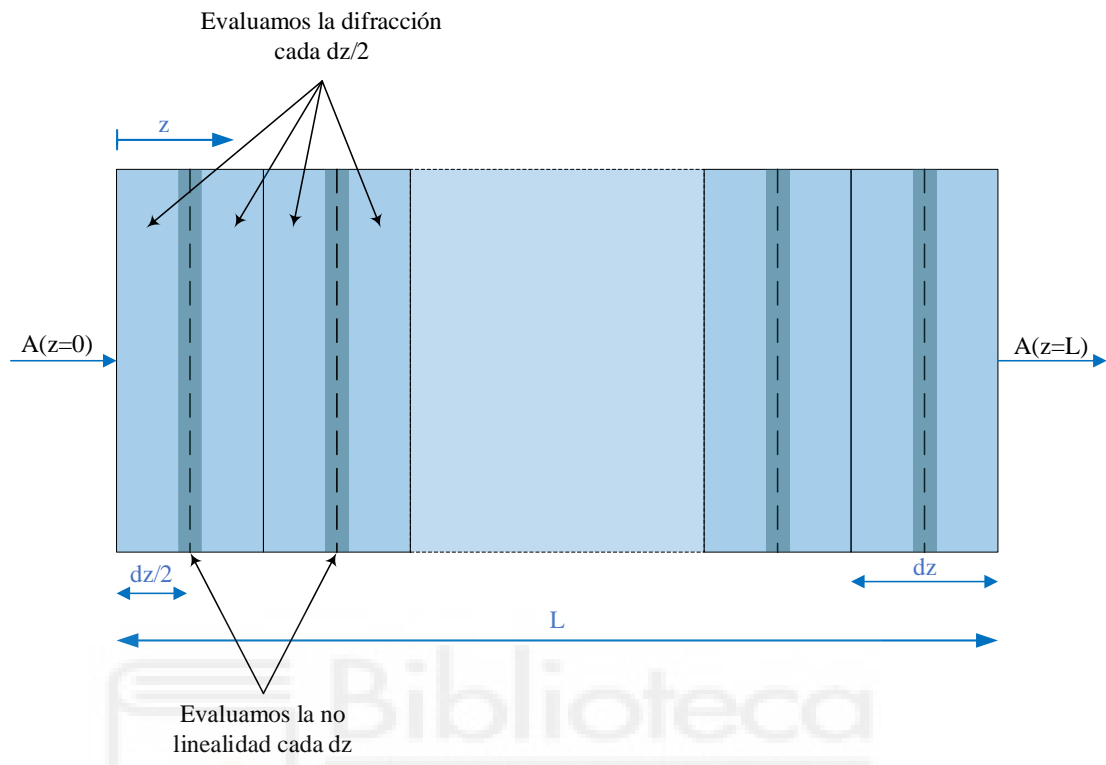


Figura 24: Esquema del SSFM simétrico.

Como hemos visto podemos separar el cálculo de la parte no lineal de la lineal, tras esto vamos a exponer como se calcula cada una de estas partes para luego poder combinarlas mediante el método SSFM simétrico.

### 3.3.1 Evaluación de la difracción

Para resolver la propagación lineal del campo (en nuestro caso solamente difracción, pero podría incluirse efectos como el walk-off y la atenuación en el medio), debemos recurrir al dominio de la frecuencia. Para entender porque debemos cambiar de dominio vamos a escribir la ecuación diferencial de la propagación lineal, para el campo convertido. Quedando esta como:

$$\frac{\partial \vec{A}_c}{\partial z} = \frac{j}{2k_c} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{A}_c \quad (103)$$

En la ecuación 103 podemos ver como es la ecuación diferencial para evaluar la propagación lineal. Para poder resolverla vemos que debemos evaluar unas derivadas espaciales del campo. Resolver estas derivadas no es sencillo ya que los perfiles transversales del campo son arbitrarios. Por este motivo vamos a intentar resolver estas derivadas en el dominio de la frecuencia.

Para pasar del dominio espacial al dominio de frecuencias espaciales debemos aplicar la transformada de Fourier. En nuestro caso la transformada de Fourier se puede expresar como:

$$FT[A_c(x, y, z)] = \iint A_c(x, y, z) e^{-j2\pi(f_x x + f_y y)} dx dy, \quad (104)$$

donde  $f_x$  y  $f_y$  son las frecuencias espaciales transversales y FT es la representación de la transformada de Fourier. La transformada de Fourier expresada en 104 se puede llevar a cabo rápidamente mediante las FFT (Transformada rápida de Fourier, del inglés Fast Fourier Transform). Si aplicamos la transformada a la ecuación 103 tenemos:

$$FT \left[ \frac{\partial \vec{A}_c}{\partial z} \right] = \frac{j}{2k_c} FT \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \vec{A}_c + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \vec{A}_c \right] \quad (105)$$

Aplicando ahora la propiedad de linealidad y la de diferenciación de la transformadas de Fourier a la parte derecha de la ecuación 105 obtenemos:

$$FT \left[ \frac{\partial \vec{A}_c}{\partial z} \right] = \frac{j}{2k_c} \left( (j2\pi f_x)^2 FT[\vec{A}_c] + (j2\pi f_y)^2 FT[\vec{A}_c] \right) = -\frac{j2\pi^2}{k_c} (f_x^2 + f_y^2) FT[\vec{A}_c] \quad (106)$$

Si ahora buscamos la solución simbólica de la ecuación diferencial 106 tenemos:

$$FT[\vec{A}_c(x, y, z + dz)] = e^{\frac{-j2\pi^2}{k_c}(f_x^2 + f_y^2)dz} FT[\vec{A}_c] \quad (107)$$

En este punto tenemos solucionada la ecuación diferencial en el dominio de la frecuencia, lo que nos falta hacer ahora es volver pasarlo al dominio espacial, para ello vamos a utilizar la transformada de Fourier inversa. Por tanto, nos quedaría la ecuación 108 como:

$$\vec{A}_c(x, y, z + dz) = FT^{-1} \left[ e^{\frac{-j2\pi^2}{k_c}(f_x^2 + f_y^2)dz} FT[\vec{A}_c] \right], \quad (108)$$

donde  $FT^{-1}$  representa la transformada inversa de Fourier.

Podemos ver por tanto que hemos obtenido la solución de la propagación lineal. La expresión obtenida en esta ecuación será la empleada para evaluar la propagación a través del medio no lineal y también en el vacío. Esto es debido a que la ecuación de onda en el vacío no tiene efectos no lineales y solo aparecen los de difracción.

El único cambio que deberemos hacer es el de tener en cuenta que  $k$  depende de la velocidad en el medio, es decir, del índice de refracción. Además, en este caso se puede propagar distancias más largas simplemente intercambiando  $dz$  por la distancia que se quiera, debido a que en este caso no hay acoplamiento entre las ecuaciones.

Para aplicarlo a los diferentes campos simplemente deberemos modificar el campo y el número de onda utilizado en la exponencial. Las frecuencias espaciales que aparecen en la solución simplemente será el grillado frecuencial en cada dirección, lo que hace que encaje la transformada de Fourier del campo con el operador. La definición de estos grillados tanto espaciales como frecuenciales se pueden ver en la función “Grid.m” en el Anexo A.

La implementación de la propagación lineal se puede encontrar tanto en la función “CrystalProp.m” y “Propaire.m” en el mismo anexo. La diferencia entre estas dos funciones es que en la primera se puede introducir un índice de refracción, con lo que está destinada a simular la propagación en el interior del cristal y la otra función por defecto trabaja en el vacío.

### 3.3.2 Evaluación de la no linealidad

Para evaluar la propagación no lineal debemos resolver un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas entre sí, para ello vamos a optar por una solución numérica, en nuestro caso un algoritmo Runge-Kutta de orden 4. Las ecuaciones que queremos solucionar son:

$$\frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} = \frac{4\pi}{\lambda_c n_c} j d_{eff} \vec{A}_p(\vec{r}) \vec{A}_s(\vec{r}) e^{j(\Delta k)z} \quad (109)$$

$$\frac{\partial \vec{A}_p(\vec{r})}{\partial z} = \frac{\omega_p^2}{c^2 k_p} 2j d_{eff} \vec{A}_c(\vec{r}) \vec{A}_s^*(\vec{r}) e^{-j(\Delta k_z)z}, \quad (110)$$

$$\frac{\partial \vec{A}_s(\vec{r})}{\partial z} = \frac{\omega_s^2}{c^2 k_s} 2j d_{eff} \vec{A}_c(\vec{r}) \vec{A}_p^*(\vec{r}) e^{-j(\Delta k_z)z}. \quad (111)$$

Para solucionar este sistema, mostramos en la tabla 7 el procedimiento para aplicar el esquema clásico de Runge-Kutta de orden 4 para nuestro problema. Podemos ver que para ello nos definimos tres funciones distintas, estas funciones f, g y h son la parte no lineal, parte de la derecha de las ecuaciones 109, 110 y 111. Observamos en el método que deberemos resolver simultáneamente las diferentes ecuaciones del sistema para poder evaluar los diferentes coeficientes del método (los parámetros k). Esto es debido a que estos parámetros son dependientes de entre ellos.



$\frac{\partial \vec{A}_c(\vec{r})}{\partial z} = f(\vec{A}_p, \vec{A}_s, z)$	$\frac{\partial \vec{A}_p(\vec{r})}{\partial z} = g(\vec{A}_c, \vec{A}_s, z)$	$\frac{\partial \vec{A}_s(\vec{r})}{\partial z} = h(\vec{A}_p, \vec{A}_c, z)$
$k1_c = dz f(\vec{A}_p, \vec{A}_s, z)$	$k1_p = dz g(\vec{A}_c, \vec{A}_s, z)$	$k1_s = dz h(\vec{A}_p, \vec{A}_c, z)$
$k2_c = dz f(\vec{A}_p + \frac{k1_p}{2}, \vec{A}_s + \frac{k1_s}{2}, z + \frac{dz}{2})$	$k2_p = dz g(\vec{A}_c + \frac{k1_c}{2}, \vec{A}_s + \frac{k1_s}{2}, z + \frac{dz}{2})$	$k2_s = dz h(\vec{A}_p + \frac{k1_p}{2}, \vec{A}_c + \frac{k1_c}{2}, z + \frac{dz}{2})$
$k3_c = dz f(\vec{A}_p + \frac{k2_p}{2}, \vec{A}_s + \frac{k2_s}{2}, z + \frac{dz}{2})$	$k3_p = dz g(\vec{A}_c + \frac{k2_c}{2}, \vec{A}_s + \frac{k2_s}{2}, z + \frac{dz}{2})$	$k3_s = dz h(\vec{A}_p + \frac{k2_p}{2}, \vec{A}_c + \frac{k2_c}{2}, z + \frac{dz}{2})$
$k4_c = dz f(\vec{A}_p + k3_p, \vec{A}_s + k3_s, z + dz)$	$k4_p = dz g(\vec{A}_c + k3_c, \vec{A}_s + k3_s, z + dz)$	$k4_s = dz h(\vec{A}_p + k3_p, \vec{A}_c + k3_c, z + dz)$
$\vec{A}_c(x, y, z + dz) = \vec{A}_c(x, y, z) + \frac{1}{6}(k1_c + 2k2_c + 2k3_c + k4_c)$	$\vec{A}_p(x, y, z + dz) = \vec{A}_p(x, y, z) + \frac{1}{6}(k1_p + 2k2_p + 2k3_p + k4_p)$	$\vec{A}_s(x, y, z + dz) = \vec{A}_s(x, y, z) + \frac{1}{6}(k1_s + 2k2_s + 2k3_s + k4_s)$

Tabla 7. Diagrama del método Runge-Kutta para nuestro sistema de ecuaciones acopladas

La implementación de este método se puede ver en la función “NLORK4.m” en el anexo A. En esta función se incorpora además el cálculo de la parte lineal mediante la función que hemos indicado anteriormente, “CrystalProp.m”. Por tanto, esta función implementa por completo el método de cálculo SSFM simétrico.

### 3.3.3 Definición del sistema óptico a simular

Una vez resueltas las ecuaciones diferenciales acopladas, que reproducen el comportamiento de los procedimientos no lineales de suma de frecuencias de segundo orden, debemos definirnos el sistema óptico que queremos analizar. En nuestro caso vamos a analizar un sistema 4-F, en el interior del cual se encuentra el medio no lineal.

En la figura 25 podemos observar un esquema del sistema que queremos analizar. En color gris podemos ver los elementos que son únicos para el haz que contiene la información de la imagen. En azul podemos ver los elementos empleados por el haz de bombeo, en este caso se pone esta estructura de espejos para ver que el haz entra en el cristal no lineal ya colimado, sin pasar por ninguna lente. Estos elementos realmente no se simularán, sino que se introducirá directamente en el cristal no lineal un haz colimado. En color rojo podemos ver la parte del haz convertido, en este caso la focal 2 puede ser más grande que la focal 1 para corregir la reducción de la imagen resultante explicada en el capítulo de resolución.

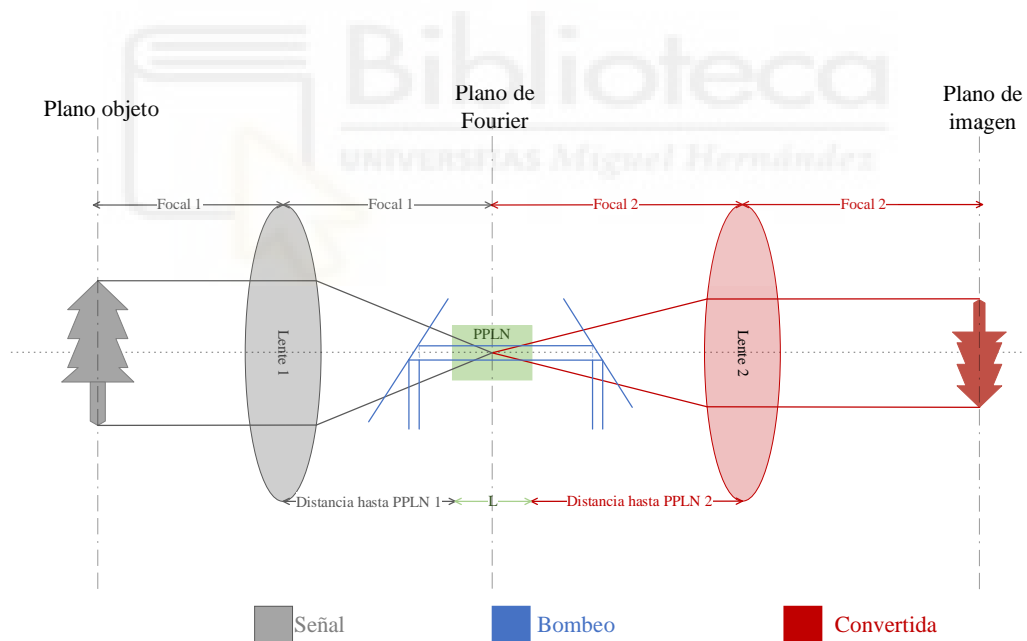


Figura 25: Esquema óptico por simular.

Los pasos que deberemos realizar para evaluar este sistema son:

- Generamos las matrices correspondientes a cada haz diferente, este debe tener una resolución lo suficientemente pequeña para evitar aliasing.
- Creamos el campo de señal y el de bombeo. Al campo de señal deberemos multiplicar el perfil transversal de la imagen, obteniendo la imagen que queremos convertir.

- Debemos propagar el campo de señal una distancia igual a la focal de la primera lente.
- Una vez estemos en la lente debemos aplicar el desfase generado al propagarse por la lente delgada, este desfase es dependiente de las posiciones transversales del haz, debido a que en la parte central deberá atravesar más material que en los extremos. Esto es lo que provocará la focalización.
- Tras aplicar el desfase a la señal debemos propagar una distancia igual a  $d1 = f1 - \left(\frac{L}{2n_s}\right)$ , esto es necesario para focalizar en el centro del cristal no lineal.
- Aplicaremos las condiciones de cambio de medio, como es la reflexión por cambio de índice de refracción.
- Utilizaremos el método de cálculo SSFM simétrico para calcular el campo convertido, estableciendo como condición de contorno que el campo convertido es 0 a la entrada.
- Aplicamos las condiciones de cambio de medio de nuevo y propagamos la señal convertida hasta la lente dos, una distancia correspondiente a  $d2 = f2 - \left(\frac{L}{2n_i}\right)$ .
- Aplicamos a la señal convertida el desfase producido por la lente y propagamos hasta el plano imagen.

El procedimiento total y la definición de los distintos parámetros se puede observar en el anexo A, correspondiente al código “simulacionNLO.m”. En el anexo B se puede ver la interfaz gráfica implementada para analizar casos sencillos de la conversión no lineal.

### 3.4 Diseño de un resonador óptico

A continuación, vamos a diseñar un resonador óptico para un sistema de conversión no lineal. Como hemos comentado, evaluaremos la conversión no lineal en un sistema intracavidad, con lo que en el interior de la cavidad habrá un medio activo que será el responsable de excitar el haz de bombeo necesario para la conversión y el medio no lineal.

En nuestro caso, vamos a diseñar el resonador óptico para funcionar con cristal láser Yb:KGW ( $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ ) como medio activo. El Yb como ion activo presenta emisión láser sintonizable desde aproximadamente 1-1.1  $\mu\text{m}$ , lo que permite realizar conversiones, por ejemplo, en el infrarrojo medio, si se cumplen las condiciones de ajuste de fases y disponemos de un cristal no lineal correcto. Se empleará como cristal no lineal un PPLN de período adecuado para satisfacer el ajuste de fases.

En la figura 26, se muestra el esquema del convertidor basado en láser de Yb. La cavidad deberá diseñarse de manera que permita un buen solape entre el modo láser generado en la cavidad con el bombeo empleado usado para alimentar el medio. También, debe asegurar un tamaño adecuado en el PPLN para que las pérdidas por confinamiento en este cristal sean casi despreciables pero la resolución del convertidor sea suficiente como para que la imagen se convierta. Estas dos condiciones son necesarias para que el láser opere con buena eficiencia y los niveles de potencia láser intracavidad sean elevados, para una buena eficiencia cuántica del proceso de conversión [74]. El cristal de Yb:KGW (yterbio potasio galdolinio y tusteno) se bombea mediante un diodo láser acoplado a fibra a través de las lentes L1 y L2. La cavidad láser principal está formada por los espejos M1, M2, M3 y M4. La configuración de la cavidad y las reflectividades de los espejos M2 y M3, permiten la entrada del infrarrojo con la información espacial de la imagen (M2) y la salida de la imagen convertida (M3) para su captación en la CCD. Las lentes L3 y L4 forman un sistema 4f de procesamiento de imagen, de manera que el PPLN realiza la conversión en el plano de Fourier de dicho sistema 4f.

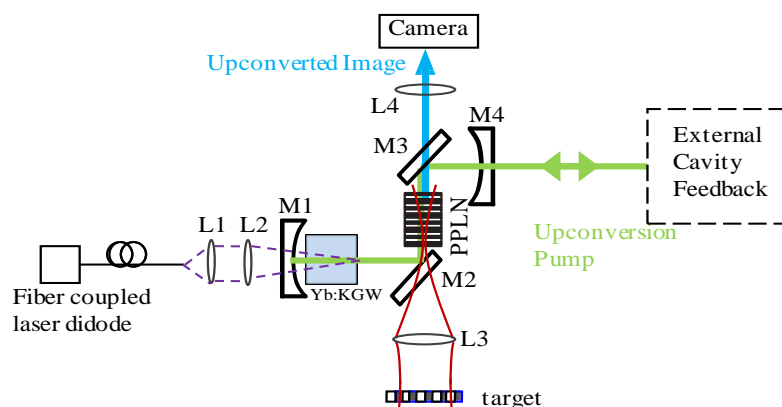


Figura 26 Sistema del convertido de imagen

El diodo láser utilizado para estimular la emisión es de 980nm. Este diodo láser de bombeo, como hemos comentado está acoplado a una fibra cuyo diámetro es de 400  $\mu\text{m}$  y con apertura numérica de 0.2. Por este motivo deberemos colimarlos para poder utilizarlos. Posteriormente lo focalizaremos para conseguir que el espejo de entrada de la divergencia suficiente como para mantener el haz de bombeo sobre las 400  $\mu\text{m}$  de diámetro. Por tanto, queremos desarrollar un sistema de acople 1:1.

En la tabla presentamos un resumen de las características de los elementos que queremos emplear para diseñar la cavidad. Los parámetros asociados a los espejos se pueden ver con un mayor detalle en el Anexo C.

Parámetros de diseño	Valores
<b>Anchura de haz del modo láser en el medio no lineal</b>	lo más grande posible
<b>Longitud de onda de diseño</b>	1064 nm
<b>Radio de curvatura de los espejos esféricos</b>	100 mm
<b>Dimensiones de los espejos esféricos</b>	6.35 mm de radio
<b>Dimensiones de los espejos rectangulares planos</b>	4 mm x 6 mm
<b>Dimensiones del cristal no lineal (PPLN)</b>	1 mm x 1.5 mm de sección y 5 mm de largo
<b>Dimensiones del medio activo (Yb:KGW)</b>	3 mm x 3 mm de sección y 5 mm de largo
<b>Índice de refracción del cristal no lineal (PPLN) @1064nm</b>	2.232
<b>Índice de refracción del medio activo (Yb:KGW) @1064nm</b>	2.037
<b>Reflectancia espejo curvo de entrada @1064nm</b>	99.99%
<b>Reflectancia espejo curvo de salida @1064nm</b>	99%
<b>Reflectancia espejo rectangular @1064nm</b>	99.97%
<b>Apertura numérica del láser de bombeo</b>	0.2
<b>Anchura de haz en el medio activo</b>	200 $\mu\text{m}$
<b>Diámetro de lente</b>	2.54 cm
<b>Coefficiente de absorción del medio activo</b>	0.9 $\text{cm}^{-1}$ [75]
<b>Coefficiente de absorción del medio no lineal @ 1064 nm</b>	Despreciable frente al del medio activo [75]

Tabla 8. Parámetros de diseño del resonador

Comenzaremos el diseño por la etapa de bombeo. En esta debemos garantizar que haya una anchura de haz de alrededor de 200 $\mu$ m en el medio activo. Para poder determinarlo deberemos calcular las lentes necesarias para colimar el haz desde la fibra, esta distancia la podremos calcular a través de la apertura numérica ya que debemos evitar que se desborde el haz, para así evitar pérdidas.

El ángulo máximo que va a emitir la fibra óptica con una apertura numérica de 0.2 y teniendo en cuenta que estamos en aire ( $n=1$ ), es de:

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{AN}{n}\right) = 0.2 \text{ rad} \quad (112)$$

Una vez determinado el máximo ángulo que va a producir la fibra debemos calcular a la distancia que debemos poner una lente para que este cono de luz no la desborde. Para ello utilizaremos trigonometría básica. Por tanto, la focal de la lente necesario para colimar este haz será de:

$$f_{max} = \frac{\phi/2}{\tan(\theta_{max})} = 6.22 \text{ cm} \quad (113)$$

Una vez disponemos de la máxima focal necesaria para que el haz de bombeo no desborde la lente vamos a seleccionar una lente que dispongamos en el laboratorio que no supere estos 6.22cm. En nuestro caso emplearemos una lente de 4cm para poder colimar.

Para poder determinar la longitud de la lente que focaliza debemos llevar a cabo un desarrollo doble, determinar los parámetros del resonador y determinar la focal, distancias entre lente y espejo y la posición del medio no lineal. Esto es así para poder lograr un mejor solape entre el modo generado y el haz de bombeo de la cavidad.

Comenzaremos por diseñar la cavidad viendo que longitudes de resonador son estables para los espejos curvos que disponemos, para ello utilizaremos Matlab para graficar y establecer los límites. Para determinar estas longitudes debemos tener en cuenta que en el interior del resonador habrá dos medios con diferentes índices de refracción. Para tenerlo en cuenta hemos utilizado como longitud del resonador la expresión vista en la ecuación 67. En la figura 27 vemos la evaluación de la condición de estabilidad del resonador, vista en la ecuación 60. Podemos ver que el rango de longitudes de cavidades que podemos emplear es de 0.53 a 10.53 cm y de 10.53 a 20.53 cm. Debemos tener en cuenta que el sistema es inestable en los límites de estos rangos ya que son los puntos donde la función se iguala a 0 o a 1.

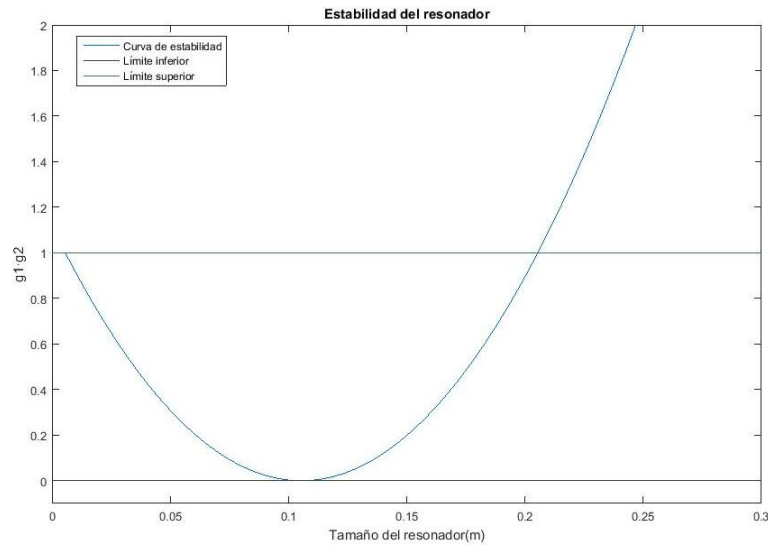


Figura 27. Estabilidad en función de la longitud del resonador.

Tras determinar en qué rangos de longitudes de cavidad podemos operar, debemos determinar que waist tendrá el modo fundamental. Empleando la ecuación 57, podemos obtener los valores de waist que habrá para cada una de estas longitudes. En la figura 28 podemos ver los resultados, si nos fijamos en el valor central, nos damos cuenta de que no hay valores, eso es debido a que en ese valor el sistema es inestable tal y como hemos comentado anteriormente. Para tener una cantidad suficiente de espacio en el resonador vamos a trabajar con la parte derecha de longitudes del resonador. El nuevo rango de longitudes de la cavidad es de 12 a 18 cm, para alejarnos de los límites.

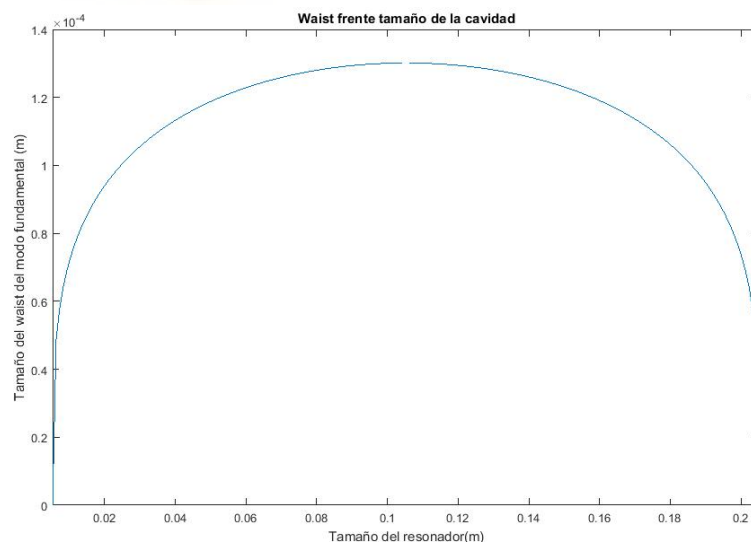


Figura 28. Tamaño del waist frente el de la cavidad.

A continuación, determinaremos que anchura de waist habrá en los espejos esféricos, a partir de la ecuación 58 y 59, en nuestro caso como las curvaturas de los espejos son iguales tendremos que en los dos espejos hay la misma anchura de haz. En la figura 29 vemos el resultado

de evaluar la ecuación 58 para el rango de longitudes que hemos decidido. Observamos que si trabajamos en una longitud de cavidad cercana a la curvatura del haz la anchura al final del resonador se modifica muy poco, esto significa que ese haz tiene poca difracción.

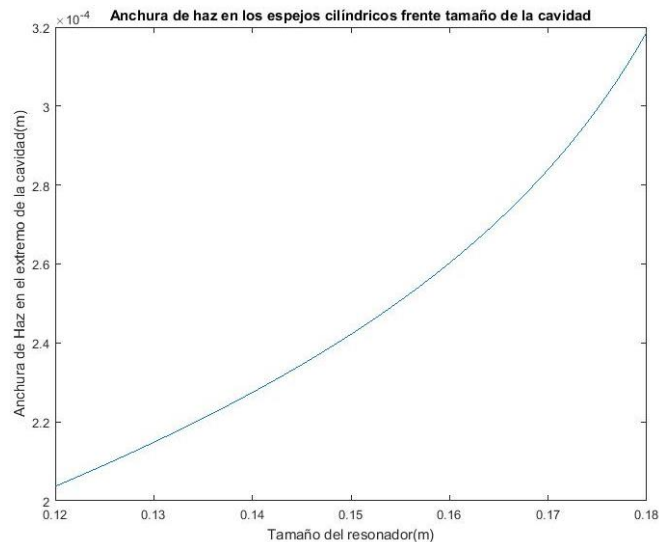


Figura 29. Anchura de haz en los espejos cilíndricos en función del tamaño del resonador.

Tras haber delimitado el tamaño del resonador vamos a determinar que focal y que distancias deberá haber entre la lente L2 y el espejo M1 y la del espejo M1 con el medio activo, además de fijar un tamaño de cavidad, para que haya el mejor solape posible. Además, evitando las pérdidas por difracción al introducir el haz de bombeo en el medio no lineal, para ello usaremos la aproximación de utilizar usar una anchura de bombeo menor a 3 veces el radio de la apertura. Como el medio activo tiene una sección de 3 mm el radio asociado será de 1.5 mm, por tanto, deberemos emplear una anchura de haz menor a 500  $\mu\text{m}$ .

Empleando el programa reZonator podemos ver fácilmente como quedará la anchura del haz de bombeo en el medio activo en función de las distancias planteadas anteriormente y la focal de la segunda lente. Vamos a intentar que el haz de bombeo contenga la mayor parte del haz excitado para lograr así un mejor solape.

Los valores que consiguen que la anchura del haz del láser y el haz de bombeo se mantengan con unos valores próximos entre sí, proporcionando el mejor solape que podemos obtener, se pueden ver en la tabla 9.

Parámetro	Valor
<b>Focal lente 2</b>	10cm
<b>Distancia entre lente 2 y espejo M1</b>	8.3cm
<b>Distancia entre espejo M1 y medio activo</b>	0.3cm
<b>Tamaño de la cavidad</b>	17cm

Tabla 9. Parámetros de la etapa de bombeo y longitud del resonador.



Estos valores nos dan como resultado en el medio no lineal una anchura de haz como vemos en la figura 30. En naranja vemos representado la anchura del haz de bombeo mientras que en azul vemos la del modo láser. Con estos valores vemos que, aunque no solapen perfectamente, se obtienen una anchura parecida sin imponer límites en la por difracción ya que se cumple la condición de asegurar una anchura 3 veces inferior al radio de la apertura.

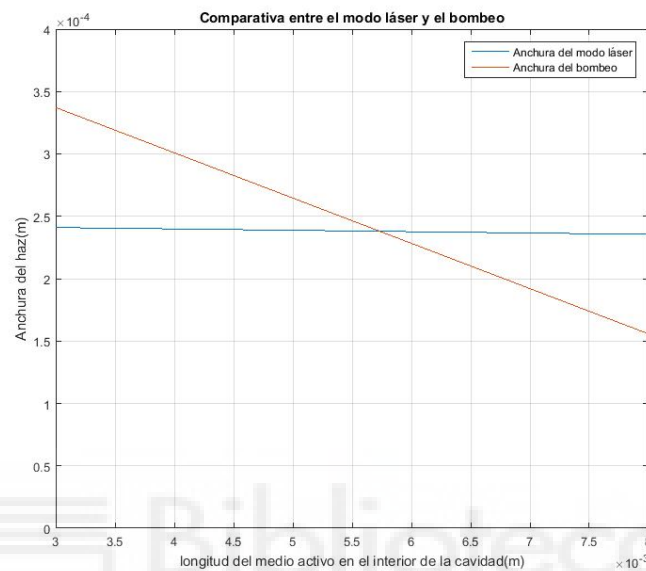


Figura 30. Comparativa entre las anchuras de haz del bombeo y el modo láser

Tras determinar varias de las posiciones en la cavidad y elegir su longitud, debemos posicionar el medio no lineal en una zona donde el modo láser sea ancho y no contenga demasiada divergencia, que prácticamente en los 5mm de longitud del medio no cambie la anchura de este. Además, debemos tener en cuenta que este medio tendrá a ambos lados un espejo rectangular.

Otra vez, mediante reZonator vamos a intentar localizar cual sería la mejor posición para satisfacer las condiciones. En la figura 31 encontramos el resultado final del esquema de nuestro resonador, junto a la anchura del haz en cada uno de los elementos y su evolución en el espacio. Con estos valores conseguimos una anchura de haz láser en el medio no lineal de  $212 \mu\text{m}$  en la entrada y  $218 \mu\text{m}$  en la salida. Se puede apreciar que el tamaño físico del resonador es de alrededor de 16 cm, pero el valor efectivo serán los 17 cm que hemos planteado de diseño, por los medios G1 y G2.

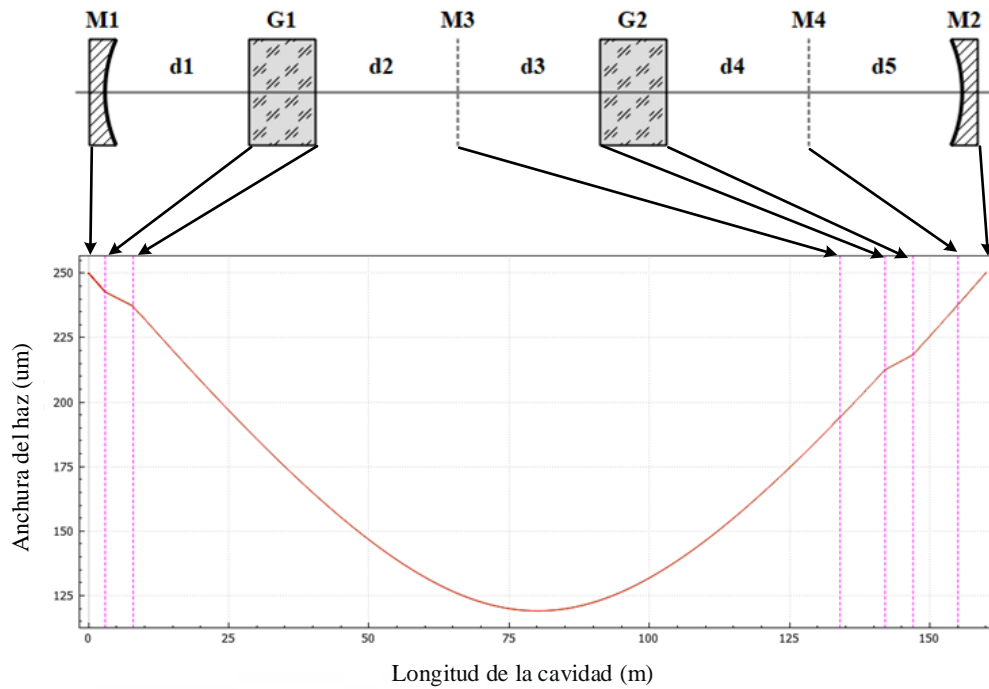


Figura 31. Esquema del resonador junto a las anchuras del haz en función de la distancia.

En la tabla 10 nos encontramos las distancias del esquema del resonador de la figura 31. Debemos decir que estos valores son los ideales y puede ser que, por problemas de precisión a la hora de llevar a cabo el diseño, algunos números no coincidan, por este motivo nos hemos alejado lo máximo posible de las condiciones de inestabilidad.

Parámetro	Valor
d1	0.3 cm
d2	12.6 cm
d3	0.8 cm
d4	0.8 cm
d5	0.5 cm

Tabla 10. Longitudes de separación entre los elementos ópticos del resonador.

### 3.4.1 Modos transversales

Una vez obtenidos los diferentes parámetros del resonador y las posiciones de todos los elementos, vamos a determinar que modos transversales se pueden propagar en la cavidad. Para ello vamos a determinar el número de Fresnel para los espejos esféricos y para los elementos internos de la cavidad, como el medio activo y el medio no lineal, los determinaremos por la aproximación del haz gaussiano.

En la tabla 11 podemos ver el cálculo de los números de Fresnel para los espejos esféricos, utilizando estos valores en la figura 15, vemos que no tenemos pérdidas por difracción relacionadas con estos.

Número de Fresnel	
<b>Espejo de entrada</b>	$N = \frac{a^2}{\lambda L} = 223$
<b>Espejo de salida</b>	$N = \frac{a^2}{\lambda L} = 223$

Tabla 11. Número de Fresnel de los espejos esféricos.

A continuación, vamos a determinar las pérdidas por confinamiento asociadas a los elementos internos. Para determinarla para los diferentes modos vamos a representar primero las pérdidas a partir de la ecuación 66 teniendo en cuenta que la anchura para cada modo viene determinada como indicamos en la ecuación 64.

En la figura 32 podemos ver las pérdidas asociadas a los dos lados del medio no lineal. Podemos ver que el caso limitante en pérdidas de confinamiento es producido por el lado más pequeño, con lo que serán las que tengamos en cuenta. Como comentamos anteriormente la anchura del haz en la entrada de este medio es de 212  $\mu\text{m}$  y de 218  $\mu\text{m}$  a la salida. Por ello obtenemos unas pérdidas para cada modo en la entrada y salida como podemos ver en la tabla 12.

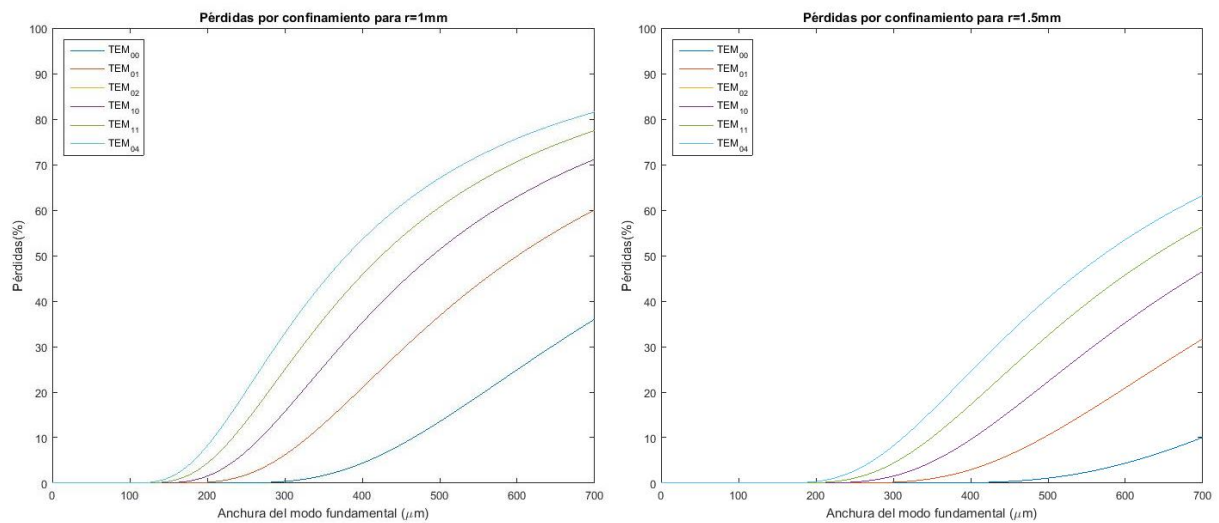


Figura 32. Pérdidas por confinamiento para el medio no lineal

Pérdidas por confinamiento (%)		
Modo	Entrada	Salida
$TEM_{00}$	0.0015	0.0027
$TEM_{01}$	0.39	0.52
$TEM_{02}$	2.5	3
$TEM_{10}$	2.5	3
$TEM_{11}$	6.2	7.2
$TEM_{04}$	10.8	12.2

Tabla 12. Pérdidas por confinamiento en el medio no lineal para el caso más límite.

Como el tamaño de los espejos rectangulares es superior a 3 veces la anchura del haz de los primeros modos, no vamos a considerar pérdidas por confinamiento. Por último, determinaremos las pérdidas por confinamiento en el medio activo. En este caso la apertura es mayor que el medio no lineal, pero la anchura de haz también lo es. Además, las medidas de ambos lados son iguales con lo que solo habrá que determinarlas para un tamaño de apertura.

En la figura 33 podemos ver las pérdidas por confinamiento en el medio activo, observamos que en este caso estas pérdidas no son significativas para ningún modo ya que todas ellas se encuentran por debajo del 0.0001%, para las anchuras de haz empleadas en este medio, que recordamos que son en torno a 240  $\mu\text{m}$ .

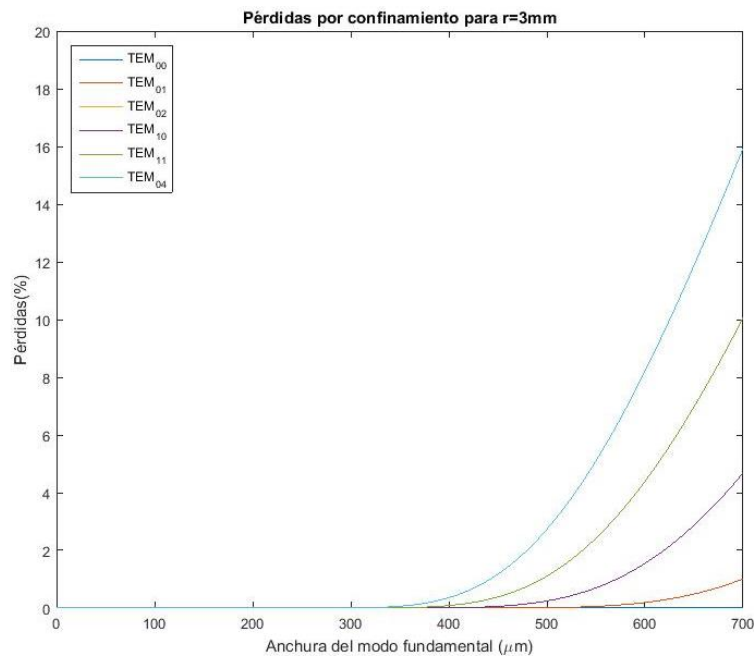


Figura 33. Pérdidas por confinamiento para el medio activo.

Por tanto, las pérdidas totales por confinamiento son importantes tan solo en el medio no lineal. Además, las pérdidas por difracción en los espejos esféricos se pueden considerar despreciables. Por ello las pérdidas totales obtenidas para los modos transversales están representadas en la tabla 13, para determinarlas hemos combinado las pérdidas en la entrada y en la salida del medio no lineal. Observamos que las pérdidas del modo fundamental y el  $TEM_{01}$  son lo suficientemente bajas como para ser admisibles, pero en el caso del  $TEM_{01}$  se acerca al límite del 1%. Para poder eliminar del todo el modo  $TEM_{01}$  podríamos incluir en el interior de la cavidad un iris, una apertura variable, que nos permite dar una mayor cantidad de pérdidas por confinamiento a los modos deseados, considerando que las pérdidas obtenibles en modo fundamental no fueran superiores al 0.1% idealmente.

Modo	Pérdidas por confinamiento (%)
$TEM_{00}$	0.0042
$TEM_{01}$	0.91
$TEM_{02}$	5.43
$TEM_{10}$	5.43
$TEM_{11}$	12.95
$TEM_{04}$	21.68

Tabla 13. Pérdidas por confinamiento totales por modo.

Una vez determinados las pérdidas por difracción y confinamiento totales del resonador. para todos los elementos en la cavidad y ver que modos pueden llegar a propagarse en nuestro resonador, debemos calcular los modos longitudinales.

### 3.4.2 Modos longitudinales

Comenzaremos con determinar el índice de refracción promedio en la cavidad, para así poder determinar correctamente las características de los modos longitudinales. Para determinarlo vamos a emplear el tiempo de ida y vuelta del resonador.

$$n_g = \frac{c_0}{c} = \frac{c_0}{2L/t_L} = \frac{c_0}{2L / \left( \frac{d1 + d2 + d3 + d4 + d5}{c_0} + \frac{G1 n_{ma}}{c_0} + \frac{G2 n_{mnl}}{c_0} \right)} = 1.0708 \quad (114)$$

Donde  $d1 + d2 + d3 + d4 + d5$  es la longitud en el aire del resonador,  $G1$  y  $G2$  es el tamaño del medio activo y del medio no lineal y  $n_{ma}$  y  $n_{mnl}$  es el índice de refracción del medio activo y del medio no lineal.

Una vez determinado el índice de refracción promedio, vamos a determinar que modos longitudinales se propagan en nuestra cavidad, para ello primero debemos determinar el factor  $q$ , la frecuencia de funcionamiento del resonador y el espaciado frecuencial entre modos, empleando las ecuaciones 69, 70 y 71.

$$q = \frac{2L}{\lambda} = 342172.93 \cong 342173 \quad (115)$$

$$f = q \frac{c}{2L} = 281.955 \text{ THz} \quad (116)$$

$$\Delta f = \frac{c}{2L} = 0.824 \text{ GHz} \quad (117)$$

Una vez determinado la frecuencia central del resonador y el espaciado frecuencial entre cada modo, vamos a determinar el ancho de cada uno de ellos. Para ello deberemos determinar la finura del modo con la ecuación 72 y posteriormente el ancho de cada uno a partir de la ecuación 73. Para determinar la finura, primero debemos determinar la media geométrica de las reflectividades:

$$R = \sqrt[n]{\prod_{i=1}^n R_i} = \sqrt[4]{R_1 R_2 R_3 R_4} = 99.73\% \quad (118)$$

$$F = \frac{\pi R^{1/2}}{1 - R} = 1162 \quad (119)$$

$$\delta f = \frac{c}{2LF} = 0.709 \text{ MHz} \quad (120)$$

Por último, vamos a determinar la ganancia umbral de nuestro láser a partir de la ecuación 52. Esta ganancia umbral dependerá también de las pérdidas por absorción del medio.

$$g_{th} = \alpha_c + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{\prod_{i=1}^n R_i} \right) = 0.9032 \text{ cm}^{-1} \quad (121)$$

Estos valores debemos recordar que son ideales, en la práctica hay una mayor cantidad de pérdidas de las que podemos considerar teóricamente, como las pérdidas por alineamiento, la absorción en los espejos, las vibraciones en los elementos, etc...

Recordamos que los modos longitudinales que se excitarán en la cavidad serán aquellos que caigan dentro de las curvas de ganancia del material, en función de la cantidad de portadores inyectados en el medio activo y supere la ganancia umbral.

### 3.4.3 Diseño de realimentación del resonador para sintonización de longitud de onda.

Una vez diseñado el resonador deberemos diseñar un método para sintonizar la longitud de onda del láser. Como explicamos en el capítulo de introducción, hay varias formas de poder sintonizar un láser, en nuestro caso vamos a optar por un método de reducción de pérdidas en la cavidad. Esto lo lograremos introduciendo un sistema adicional a la salida de nuestro láser de resonador. Este sistema se encargará de reintroducir la longitud de onda que estimemos en la cavidad, para así reducir las pérdidas asociadas a esta frecuencia.

Este método no solo sirve para seleccionar un modo longitudinal, sino para ensanchar espectralmente el rango de emisión de nuestro láser. Ya que para longitudes de onda donde no se alcanzaba la ganancia umbral, ahora puede que sí que lo alcance. Por lo que podemos conseguir una emisión ancha del bombeo, algo positivo para el sistema de conversión, debido a que un ancho de bombeo mayor aumentara el campo convertido final.

En la figura 34 podemos ver el sistema de realimentación escogido. Este sistema está basado en una configuración Littman, donde el orden 1 de difracción se utilizaba para seleccionar la longitud de onda de que deseábamos y posteriormente, mediante reflexión que se reintrodujera en el sistema. Para seleccionar una longitud de onda o un conjunto de ellas bastará introducir entre la lente colimadora y el espejo de realimentación una abertura sintonizable. Modificando el tamaño de la apertura podremos hacer aumentar el ancho de longitudes de onda que se vayan a realimentar y cambiando su posición podremos elegir que longitudes de onda queremos que se realimenten.

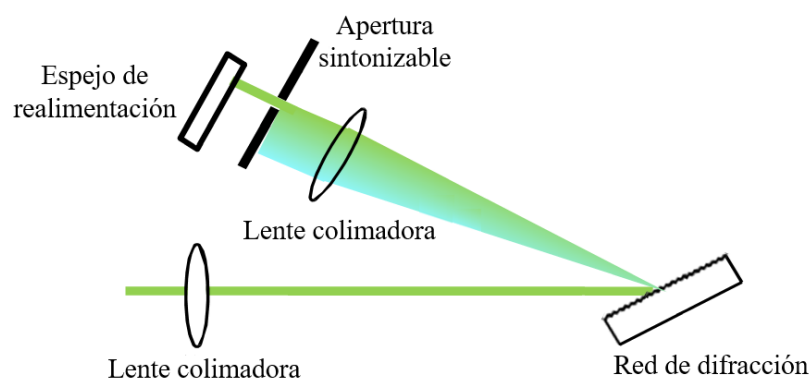


Figura 34. Sistema de realimentación de la cavidad basado en una configuración Littman.

Una vez determinado que sistema de realimentación emplearemos, debemos diseñarlo. Para ello introduciremos en este apartado las ecuaciones de la red de difracción. Estas ecuaciones



han sido extraídas de [76]. Comenzaremos por conocer que la anchura espectral que podamos seleccionar, esta se puede expresar como:

$$\Delta\lambda = \frac{\delta\lambda}{\delta\beta} \frac{\Delta x}{f} \quad (122)$$

Donde  $\Delta\lambda$  es la anchura en longitud de onda que podremos seleccionar utilizando una apertura de tamaño  $\Delta x$  a una distancia igual a la focal de la lente,  $f$ , de la red de difracción. Además,  $\delta\lambda/\delta\beta$  es un parámetro que nos relaciona cuantas longitudes de onda hay en cada diferencial angular. Este parámetro nos da una idea de como difracta la luz la red de difracción y se puede relacionar con los parámetros de la propia red. Este parámetro lo podemos representar como:

$$\frac{\delta\lambda}{\delta\beta} = \frac{1}{k} \cos(\beta) \quad (123)$$

Donde  $k$  es el número de líneas por mm de la red de difracción y  $\beta$  es el ángulo de difracción del haz.

En la figura 35 podemos ver un esquema de los parámetros del sistema de realimentación, en el vemos la interpretación física de la ecuación 122. Donde obtenemos un  $\Delta x$  en función de la distancia de la focal de la lente. Además, vemos como estas distribuidos los ángulos, tanto el de la red como el del haz difractado. Como este sistema funciona en orden uno de difracción, la ecuación que relaciona los ángulos  $\alpha$  y  $\beta$  viene determinada por:

$$k\lambda = \sin(\alpha) + \sin(\beta) \quad (124)$$

Donde  $\lambda$  son las diferentes longitudes de onda del láser.

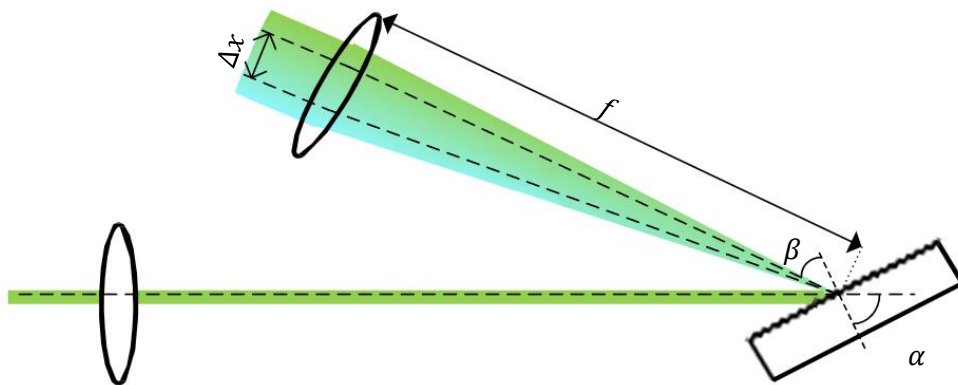


Figura 35. Parámetros de la difracción.

Por tanto, ya tenemos todo lo necesario para poder plantear nuestro sistema. Lo primero que debemos fijarnos es cuanto mayor sea la distancia focal y la periodicidad de la red de difracción mayor será la dispersión, con lo que más fácil será seleccionar una longitud de onda en concreto. Este sistema será para realimentar unas ciertas longitudes de onda de interés para nuestro sistema de conversión. En la tabla 14 se pueden ver los diferentes parámetros empleados para el diseño de este sistema. Se han utilizado valores grandes de focales y de periodicidad de la red de difracción para aumentar la divergencia y asegurar tener una sintonización más precisa.

Parámetro	Valor
$f$	50 cm
$k$	1200 líneas/mm
$\lambda$	1060-1068 nm
$\alpha$	30°
$\delta x$	20 $\mu\text{m}$

Tabla 14. Datos del sistema de sintonización de la cavidad.

Empezaremos determinando el ángulo  $\beta$  del haz difractado, este ángulo deberemos calcularlo para la longitud de onda central del ancho que queremos controlar. Para ello emplearemos la ecuación 124.

$$\beta = \arcsin(k\lambda_{\text{central}} - \sin(\alpha)) = 50.97^\circ \quad (125)$$

Una vez determinado el ángulo, podremos obtener la anchura espacial necesaria para dejar los 8 nm que queremos sintonizar. Para ello utilizaremos 122 y 123, quedando una anchura espacial igual a:

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda f}{\cos(\beta)} k = 7.62 \text{ mm} \quad (126)$$

Una vez obtenido la anchura espacial necesaria para dejar pasar los 8nm, podemos ver rápidamente que la anchura necesaria para dejar pasar 1 nm es de 0.95 mm. Además, vamos a ver como de selectivos en longitud de onda podemos ser si tenemos una apertura variable cuyo valor mínimo es de 20  $\mu\text{m}$ .

$$\delta \lambda = \frac{\delta x}{\Delta x_{1\text{nm}}} = 21 \text{ pm} \quad (127)$$

Con una apertura de 20  $\mu\text{m}$  podemos ver que tenemos una precisión de 21 pm de control en longitud de onda.

## 4 Resultados del modelo

Antes de proceder a presentar los resultados de nuestro código y verificar si este modeliza correctamente el comportamiento de los procesos de conversión de imagen, debemos indicar los parámetros y condiciones utilizadas para simular nuestro sistema. Los parámetros asociados al bombeo, como el waist y la longitud de onda han sido determinador por las propiedades del resonador diseñado y las características del medio activo. Los valores asociados a las lentes, el medio no lineal y el láser empleado para la imagen, han sido determinados a partir de elementos que se disponían en el laboratorio. Esto es debido a que se quiere construir una herramienta, cuya función es estimar los resultados antes de montar el sistema. Los diferentes valores empleados se presentan en la tabla 15.

Parámetros	Valores
<b>Waist de bombeo</b>	215 $\mu\text{m}$
<b>Focales</b>	10 cm
<b>Coefficiente <math>d</math> efectivo del medio no lineal</b>	15 pV/m
<b>Temperatura</b>	25°C
<b>Longitud de onda de bombeo colineal</b>	1063 nm
<b>Longitud de onda de señal</b>	1547 nm
<b>Longitud del cristal no lineal</b>	5 mm
<b>Tamaño de imagen</b>	16 mm
<b>Potencia de la imagen</b>	1 W
<b>Periodicidad del medio no lineal</b>	11.785 $\mu\text{m}$

Tabla 15. Parámetros empleados para la simulación.

Una vez determinado nuestro entorno de simulación vamos a comprobar si nuestro sistema funciona correctamente. Para ello analizaremos primero un parámetro introducido en la sección 3.2.2 “Saturación en potencia y eficiencia de conversión”, en concreto, la eficiencia de conversión definida en la ecuación 80. Realmente esta eficiencia de conversión no tiene en cuenta todas las características del sistema de conversión, ya que ha sido deducida a partir de aproximaciones. Pero deberá ser similar, por lo que será un buen punto para comprobar si el sistema funciona correctamente.

Posteriormente analizaremos si el modelo tiene en cuenta la limitación en resolución provocada por el bombeo, tal y como vimos en la sección 3.2.4 “Resolución”. También deberemos comprobar si la imagen sufre el efecto de magnificación (realmente se reduce la imagen) expuesto en 87.

Por último, propondremos un método para conseguir imágenes homogéneas a partir de la equalización de campo angular, provocado por modificar las componentes espectrales del bombeo.

## 4.1 Evaluación de la eficiencia de conversión

La eficiencia de conversión general del sistema no solo depende de la potencia de bombeo, las frecuencias utilizadas y de la potencia de señal. Sino que deberá tener en cuenta las condiciones de ajuste de fases y la información espacial de la señal que se quiere convertir. Tomando esto en consideración comenzaremos a analizar los resultados de nuestro modelo. Para poder comprobarla y ver como varía en función de la potencia y la longitud de onda de bombeo (generando los sectores angulares pertinentes, donde el ajuste de fases se verifica), lo que haremos será determinar el ratio entre la intensidad convertida y la intensidad de señal a la entrada.

En la figura 36 podemos observar la estimación de la eficiencia de conversión del sistema. En el eje x se representa la potencia del bombeo en el interior del medio no lineal. En el eje y se muestra el ratio entre la intensidad convertida y la de entrada al medio no lineal justo antes de salir del medio no lineal. Podemos observar que hemos analizado la conversión a diferentes longitudes de onda, donde  $\Delta\lambda$  representa la variación con respecto a la longitud de onda colineal (1063 nm). En este caso vemos que la expresión de la eficiencia de conversión, ecuación 80, se ajusta a los valores que obtenemos en el caso colineal, dando un pico de valor 2.3 en 9000W. Lo que podemos observar además es que, para otras longitudes de onda, donde entran en juego otras secciones angulares, la eficiencia de conversión se mantiene demasiado baja. Esto nos hace dudar de que la difracción se esté calculando correctamente en el medio no lineal, lugar donde el waist es pequeño.

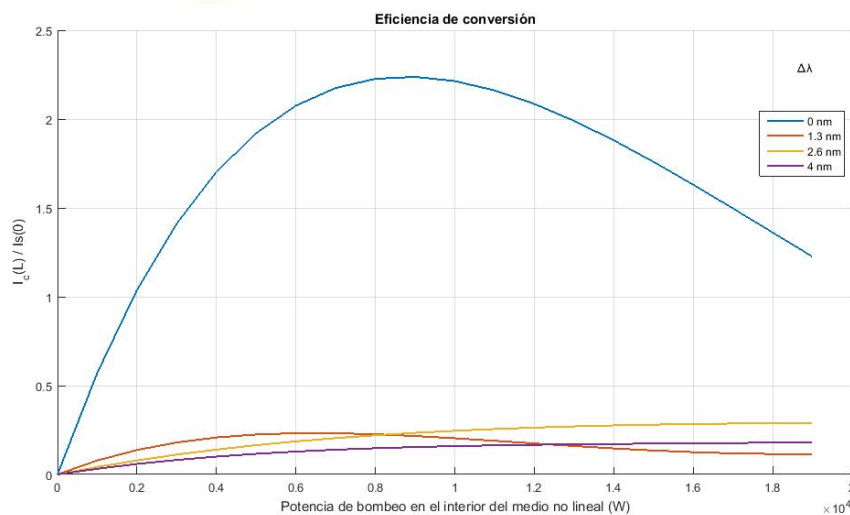


Figura 36. Eficiencia de conversión frente potencia interna del medio no lineal evaluando difracción

Los sectores angulares empleados en la evaluación de la eficiencia de conversión pueden observarse en la figura 37. En este caso observamos que conforme mayor sea  $\Delta\lambda$ , mayor será la sección angular. Esto es importante tenerlo en cuenta para generar correctamente las imágenes en

la simulación, ya que, como trabajamos con longitudes de onda discretas deberemos encontrar el espaciado necesario para que las secciones coincidan en la mitad de pulso. Así a la hora de observar la imagen total generada, se podrá ver que el perfil se corresponde con el de la imagen original (no observaremos cambios de intensidad de un sector angular a otro, a parte del de la propia gaussiana). Mediante diversas pruebas con el modelo hemos llegado a la conclusión de que para nuestro entorno un espaciado de 0.51nm es suficiente para que las secciones angulares coincidan y no generen perfiles picudos debido a la superposición de los sectores. Además, observando los sectores angulares generados podemos intuir porque puede haber un problema con la difracción. Estos sectores cada vez son mayores y estrechos, con lo que las componentes frecuenciales serán más altas. Esto puede generar problemas a la hora de muestrear correctamente en las transformadas de Fourier que hay en la evaluación de la difracción cuando la anchura del haz se va volviendo cada vez más pequeña.

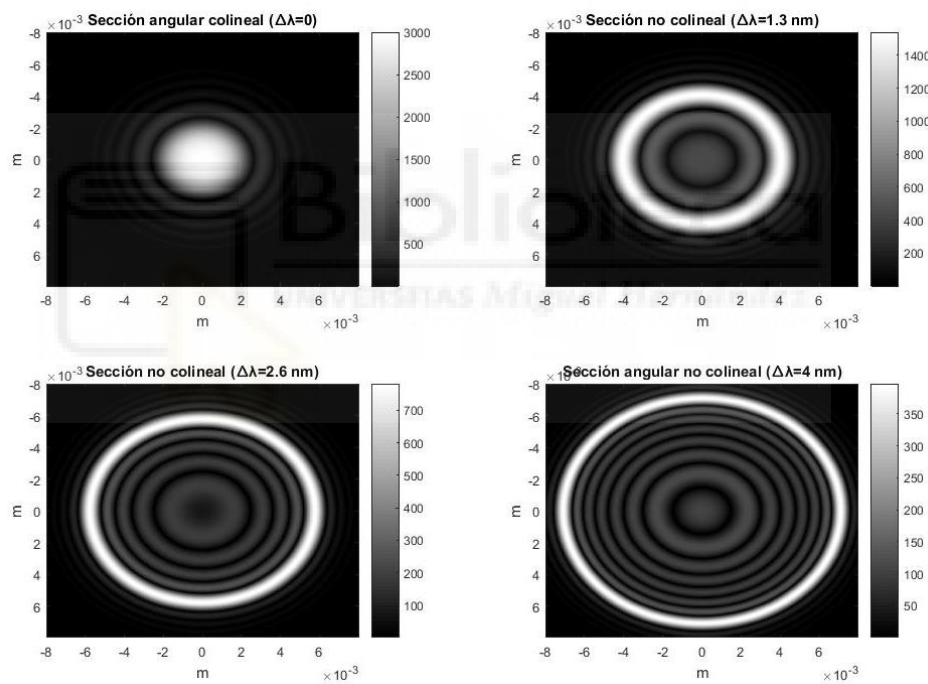


Figura 37. Secciones angulares empleadas en la determinación de la eficiencia de conversión.

Para determinar si hay realmente un problema con la difracción vamos a analizar varios casos en los que la difracción no debe ser demasiado elevada, estos pertenecen a sectores angulares próximos al colineal, donde el incremento de longitud de onda frente al colineal es muy pequeño. Si en estos casos, vemos que la eficiencia se mantiene más o menos estable, podremos determinar que el modelo funciona para casos poco focalizados, pero no para los que sí que lo estarán. Como vemos en la figura 38, sí que parece mantenerse estable en una región pequeña de longitudes de onda, donde la difracción en el medio no es demasiado alta. Por tanto, podemos determinar que el modelo es válido para estos casos, pero no en los que la focalización es mayor,

debido a problemas con la difracción. Estos problemas con la difracción probablemente surjan de la resolución máxima que podemos conseguir con un muestreo normal en el equipo actual. En la sección 5.1 “Líneas de investigación futuras” se planteará solucionar este problema mediante técnicas de muestreo adaptativo o con potencia de procesado.

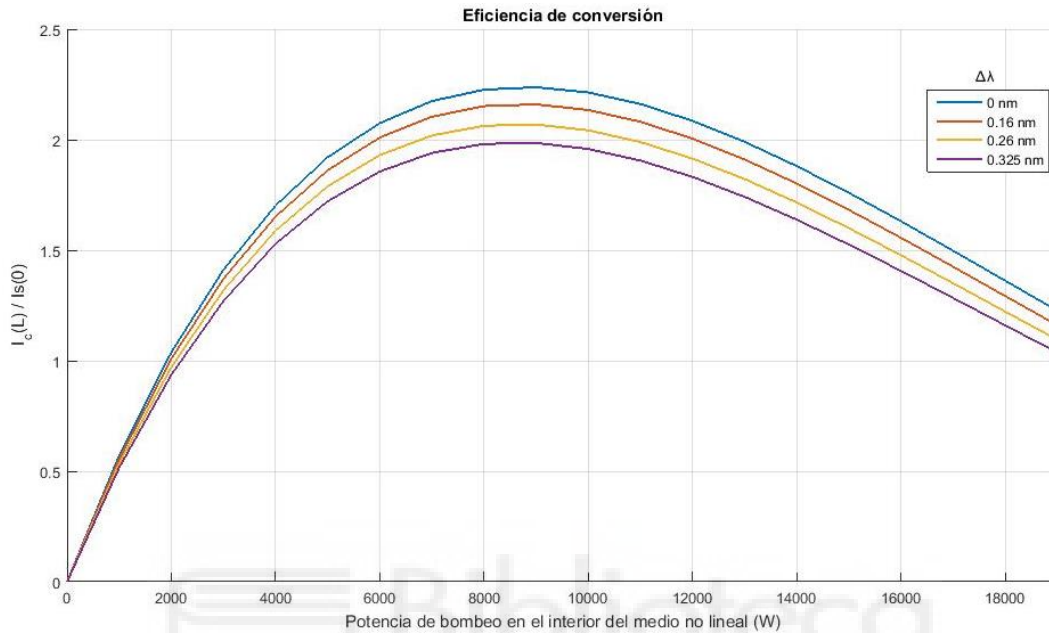


Figura 38. Eficiencia de conversión frente potencia de bombeo para longitudes de onda próximas a la colineal.

Los sectores angulares empleados para esta última comprobación se presentan en la figura 39. En ellos podemos ver como se va formando poco a poco un anillo. Cuando este anillo se forma es el momento en el que la difracción comienza a evaluarse incorrectamente (es cuando empiezan a generarse frecuencias espaciales más altas). Por lo tanto, eso nos deja un rango muy bajo de operación evaluando la difracción cuando esta no debería ser un problema tan serio.

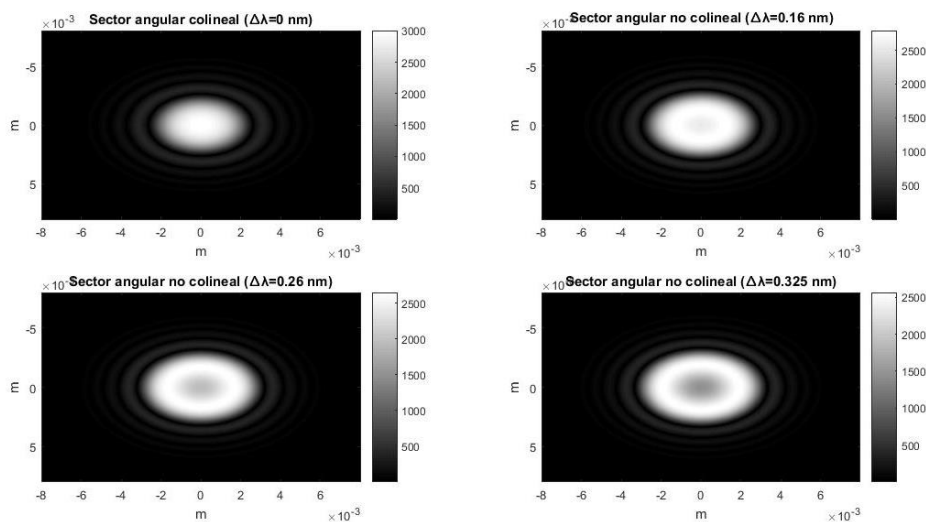


Figura 39. Sectores angulares empleados para la comprobación de difracción en sectores poco focalizados.

Tras comprobar la existencia de problemas con la difracción hemos decidido desactivarla en el interior del medio no lineal para poder analizar el comportamiento de la conversión para los casos no colineales. Para que los resultados se puedan ajustar a la realidad, calcularemos una anchura de haz promedio en el medio (como si estuviese colimado), ya que, si consideráramos que la anchura que hay en la entrada es la que hay en todo el medio, estaríamos perdiendo resolución por el efecto paso bajo del bombeo. Adicionalmente, deberemos cambiar el valor de algún parámetro interno de las ecuaciones no lineales para ajustar correctamente la intensidad máxima de conversión.

En la figura 40, se puede observar la eficiencia de conversión de nuestro sistema sin evaluar la difracción. Se puede ver que la conversión total para la longitud de onda colineal (1063nm) se alcanza alrededor de los 9000W, valor muy próximo al que vimos en el ejemplo calculado en 79 en la sección 3.2.2 “Saturación en intensidad y eficiencia de conversión”. Vemos además que las otras longitudes de onda no llegan al valor máximo de la eficiencia, que en nuestro caso es  $\frac{\lambda_s}{\lambda_c} = 2.44$ . Al mismo tiempo, podemos fijarnos que los máximos de conversión para cada uno no coinciden, sino que hay una desviación en potencia en torno a los 700W/nm. Podemos observar que existe un punto en el que las longitudes de onda no colineales coinciden, esto significa que en estas condiciones la imagen convertida en estos sectores angulares tendrá el mismo aspecto que la imagen original (la intensidad decaerá de la misma forma). Por este motivo, dependiendo de la potencia de bombeo que empleamos para cada una de las diferentes longitudes de onda podremos compensar los efectos de bajas iluminaciones en algunos anillos angulares, incluso crear imágenes planas cuando la señal original tiene un perfil gaussiano. Los sectores angulares empleados para esta simulación son los presentados anteriormente en la figura 37.

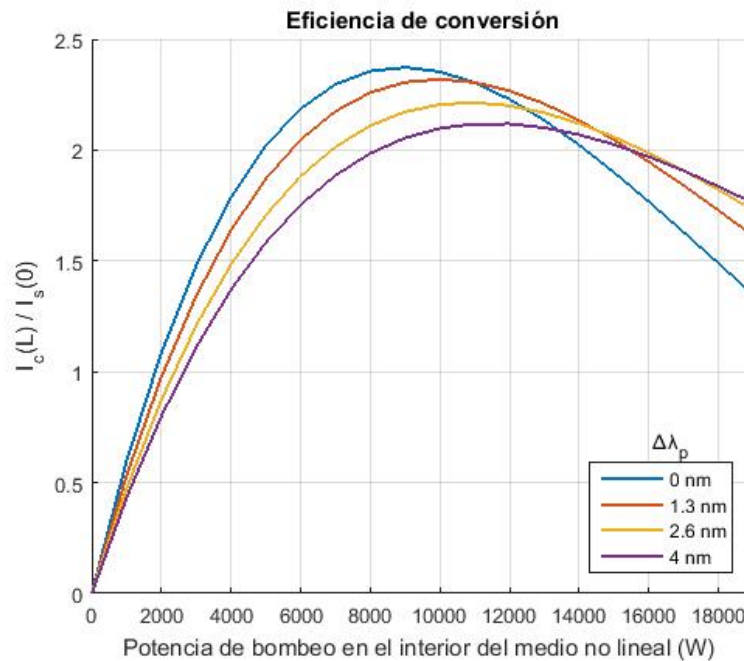


Figura 40. Eficiencia de conversión frente potencia de bombeo para diferentes longitudes de onda sin divergencia.

A continuación, vamos a analizar el comportamiento de la eficiencia de conversión frente al ángulo interno de la señal convertida. De esta forma podremos evaluar como es el perfil de la señal convertida. Para obtener esta respuesta lo que vamos a hacer es generar un ancho de bombeo de 1062nm hasta 1067nm (debemos recordar que anteriormente hemos hablado de que, con un espaciado entre diferentes longitudes de onda de 0.51nm, debería ser suficiente para tener un resultado aproximado al que debería existir si ese ancho fuese real. El ancho que generamos realmente está discretizado, por lo que los resultados obtenidos variarán bastante según la separación escogida. Si esta se escoge incorrectamente es posible que los perfiles convertidos estén formados por picos y no por respuestas constantes) y lo hemos introducido en la simulación. Tras esto hemos obtenido el perfil transversal del haz convertido para generar las eficiencias asociadas. Lo que realizaremos será comparar el perfil transversal en función de la potencia de bombeo introducido. En este caso vamos a representar la eficiencia normalizada a 1, para poder comparar mejor los valores, además, queremos comparar como de homogéneas es cada una de estas sin tener en cuenta la eficiencia que tenga cada una. Para ello normalizaremos cada una de las eficiencias a 1.

Para analizarlo hemos escogido ciertas potencias concretas de la figura 40. Las potencias escogidas son 100W, 2000W, 9000W y 15000W. Aunque la mayor parte de estas potencias sean inalcanzables en la práctica, es interesante comprobar el comportamiento que tendrán. Hay que tener en consideración que estas potencias son por cada longitud de onda de bombeo, por así decirlo es la amplitud de cada una de las muestras escogidas del ancho de bombeo.



En la figura 41 podemos observar el perfil del haz convertido para las diferentes potencias de bombeo que hemos nombrado anteriormente. En el eje x tenemos representados los ángulos internos de la señal convertida. En el eje y tenemos la eficiencia de conversión normalizada. Podemos observar que se verifica que, para 9000 W, se obtiene el perfil más eficiente, como veíamos en la figura anterior. Si comparamos los resultados entre diferentes potencias podemos apreciar que el caso de 15000 W se tiene una eficiencia menor en ángulos centrales, pero conforme se van alejando se equipara a 9000 W. Esto era previsible si miramos la figura anterior, en esta podemos ver como las longitudes de onda más altas se mantienen estables entre 9000 W y 15000 W. Podemos apreciar que la eficiencia a 100W es prácticamente inapreciable en comparación con el punto donde se logra una conversión total, pero eso no quiere decir que no haya conversión de imagen, sino que la imagen convertida tendrá menos intensidad que la de señal.

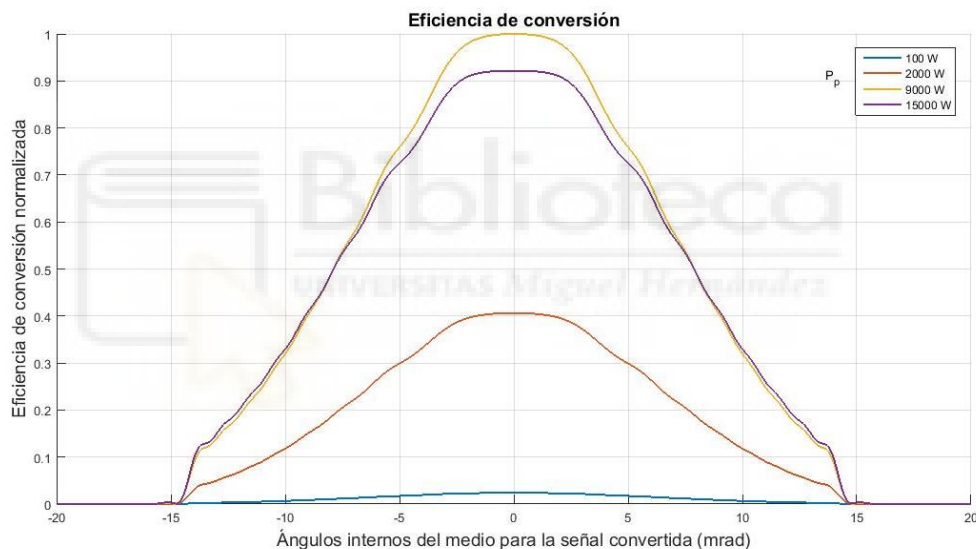


Figura 41. Eficiencia normalizada frente ángulos internos de la imagen convertida.

Seguidamente, mostraremos las eficiencias de conversión normalizadas cada una de ellas a 1. Esto se hace para comparar la homogenización del haz convertido, es decir, cuál de todas las conversiones simuladas presenta un haz con una intensidad más estable. En este caso vamos a incluir además como sería el resultado si solo se estuviera analizando la longitud de onda colineal, es importante no perder de vista que estudiar los efectos para longitudes de onda no colineales es importante para aumentar el campo de visión, por tanto, convertir una cantidad mayor de imagen. En la figura 42 podemos apreciar los resultados de esta comparación. Podemos observar en la imagen que el haz más homogéneo (el que tiene mayor eficiencia en cada uno de sus puntos) es el de 15000W. Esto se corresponde con lo que veíamos también en la figura 40, en ella se ve que la diferencia entre los puntos de cada una de las longitudes de onda no colineales es menor que

en otros casos. Podemos apreciar que entre 100W y 2000W no existe una diferencia apreciable. Esto es posible a que en este entorno el comportamiento sea pueda aproximar con una tendencia lineal.

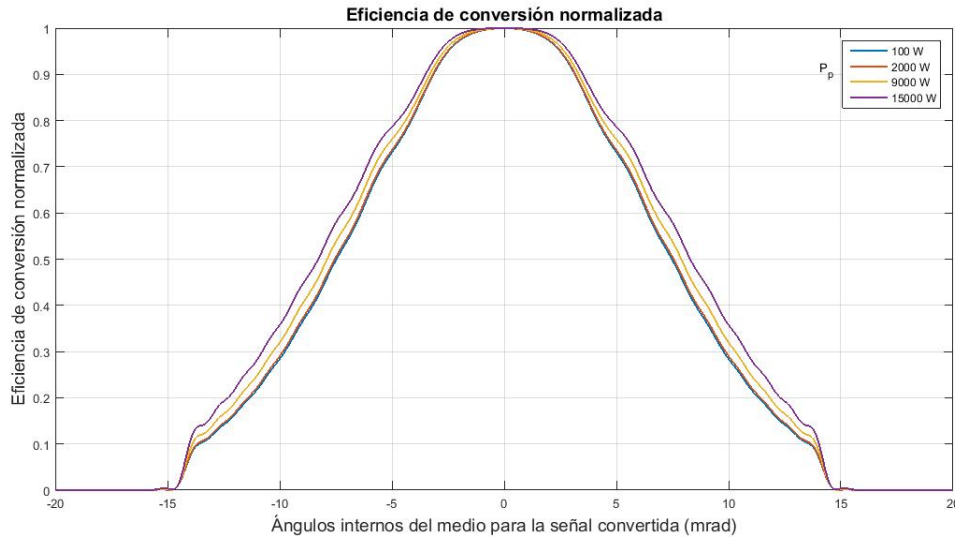


Figura 42. Comparativa entre las eficiencias normalizadas a cada una de las potencias frente al ángulo interno de la señal convertida.

Para concluir el estudio de la eficiencia de conversión vamos a recordar la importancia de evaluarla para casos no colineales. Estos son los que contienen la información alejada del centro de la imagen, con lo que tenerlos en cuenta provoca un aumento en la cantidad de imagen que podemos convertir. Es decir, el campo de visión de la conversión aumenta considerablemente. Para mostrar lo que acabamos de decir, vamos a analizar como sería la eficiencia de conversión frente a los ángulos internos de la señal convertida, cuando solo trabajamos con la longitud de onda colineal.

En la figura 43 podemos ver la eficiencia de conversión normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para el caso colineal. Podemos observar que el comportamiento es el mismo que habíamos apreciado en la figura 41, salvo que en este caso la respuesta es bastante más estrecha. Que no haya eficiencia en los ángulos que antes sí, es producido debido a que solo estamos empleando una longitud de onda por lo que estamos limitados en el campo de visión. En este caso solo obtenemos eficiencia en torno 10 mrad en total, mientras que con un ancho de 4nm conseguíamos alrededor de 30 mrad, un aumento considerable en el campo de visión.

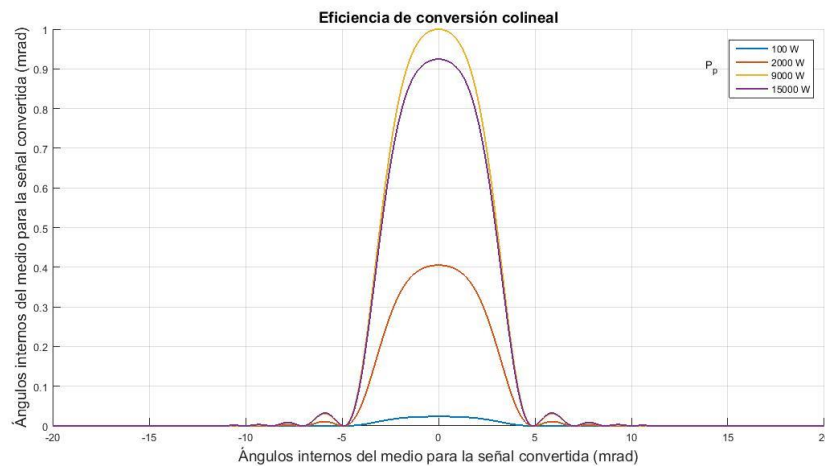


Figura 43. Eficiencia de conversión normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para el caso colineal

Debemos destacar que potencias de bombeo cada vez más elevadas, no tienen por qué generar una eficiencia mayor, con lo que si queremos obtener una eficiencia lo más grande posible habrá que operar en la intensidad de conversión total. Además, tenemos que remarcar que incluir condiciones de fases no colineales provocan un aumento en el campo de visión de la imagen convertida.



## 4.2 Comprobación de conversión de imágenes

Para comprobar que las imágenes se convierten correctamente y se tienen en cuenta las condiciones explicadas en la sección 3.2.4 “Resolución”, vamos a mostrar unos ejemplos de la conversión de unas imágenes con frecuencias espaciales conocidas. En este ejemplo determinaremos como es la conversión para diferentes dos waist de bombeo diferentes, para así poder comprobar si afecta a la resolución final de la imagen convertida. Además del efecto de resolución deberemos observar como la imagen convertida tiene un tamaño inferior al de la imagen original, cuando las dos lentes empleadas son iguales. Para ello vamos a comparar el tamaño de los sectores angulares empleados con el tamaño de los que se han convertido.

Comenzaremos con el segundo objetivo de esta sección. En la figura 44 a) podemos observar el tamaño del sector colineal de imagen empleado para la conversión. En b) podemos ver el sector colineal convertido. Comparando los entre el que se quiere convertir y el convertido podemos decir que el modelo si que reduce la imagen, pero vamos a comprobar si la reducción es la correcta. Si medimos la anchura de la imagen a) nos sale un valor de 4.4 mm y si la medimos en la imagen b) nos sale 1.76mm. Si realizamos el ratio de estos números nos sale que la imagen convertida se ha reducido en un factor de unos 2.5. Si comparamos con el valor que realmente se debería haber reducido,  $\frac{\lambda_s}{\lambda_c} = 2.46$ , vemos que el modelo funciona correctamente. Podemos fijarnos que al reducir la imagen, pero mantener los detalles en la imagen convertida, en este caso el número de líneas es el mismo en los dos casos, esto implica un aumento en las frecuencias espaciales de la imagen convertida.

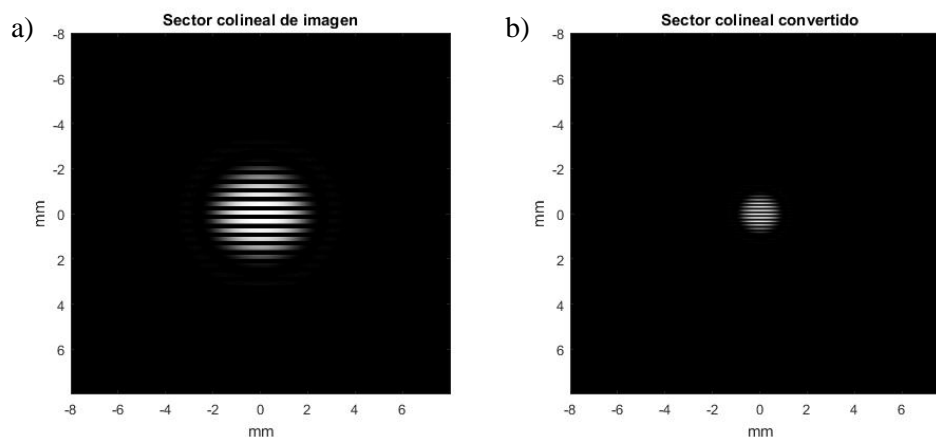


Figura 44. Comparativa de tamaño entre el sector de imagen y su convertido. a) Sector colineal de imagen que se quiere convertir. b) Sector colineal convertido.

Tras comprobar que el modelo modeliza correctamente la magnificación producida por la conversión, proseguiremos con el análisis. Para ello vamos a comprobar si el modelo simula la pérdida de resolución dependiendo de la frecuencia espacial y del waist de bombeo. Además,

vamos a incluir en este análisis la superposición de los diferentes anchos de bombeo para comprobar que se convierten correctamente y conseguimos una imagen más ancha que si solo empleáramos una longitud de onda.

En la figura 45 podemos observar un conjunto de figuras, en ellas se expone tanto la imagen a convertir, como el proceso por el cual se convierta cada sector angular dependiendo de su longitud de onda. Además, se incluye el análisis de la conversión por anchos de bombeo, en esta se observará que cuanto mayor sea este ancho, mayor será el tamaño de la imagen convertida. En la figura 45 a) podemos ver la imagen que queremos convertir, esta imagen presenta una frecuencia de 1.25 líneas. El proceso de conversión en este caso se ha realizado con un waist de bombeo de 215  $\mu\text{m}$ . Este haz de bombeo tiene asociada la potencia donde se logra el máximo de conversión, 9000W. En las figuras 45 b), d), f) y h) se presenta el sector angular convertido, en estos sectores se puede observar que la imagen se ha convertido correctamente sin pérdida de resolución y se puede distinguir cada línea. Tras convertirse la frecuencia espacial asociada es de 2.8 líneas/mm. En las figuras c), e), g), i) se presenta como la imagen va siendo mas ancha si tenemos en cuenta que estamos operando con anchos de bombeo. Observamos en estas como la intensidad va decayendo poco a poco conforme el sector angular sea mas grande, describiendo una forma parecida a una gaussiana.

En la figura 46 observamos otro conjunto de figuras semejante a la figura 45, en ellas se expone tanto la imagen a convertir, como el proceso por el cual se convierta cada sector angular dependiendo de su longitud de onda. Además, se incluye el análisis de la conversión por anchos de bombeo, en esta se observará que cuanto mayor sea este ancho, mayor será el tamaño de la imagen convertida. En la figura 46 a) podemos ver la imagen que queremos convertir, esta imagen presenta una frecuencia de 2.6 líneas. El proceso de conversión en este caso se ha realizado con un waist de bombeo de 215  $\mu\text{m}$ . Este haz de bombeo tiene asociada la potencia donde se logra el máximo de conversión, 9000W. En las figuras 46 b), d), f) y h) se presenta el sector angular convertido, en estos sectores se puede observar que la imagen se ha convertido con fuertes pérdidas de resolución. Aunque todavía se puede distinguir las diferentes líneas, se produce un efecto de borrado entre cada una de estas. Podemos observar que este efecto se produce en todos los sectores angulares. En las figuras c), e), g), i) se presenta como la imagen va siendo más ancha si tenemos en cuenta que estamos operando con anchos de bombeo.

En la figura 47 observamos un conjunto más de figuras, en ellas se expone tanto la imagen a convertir, como el proceso por el cual se convierta cada sector angular dependiendo de su longitud de onda. Además, se incluye el análisis de la conversión por anchos de bombeo, en esta se observará que cuanto mayor sea este ancho, mayor será el tamaño de la imagen convertida. En la figura 47 a) podemos ver la imagen que queremos convertir, esta imagen presenta una

frecuencia de 2.6 líneas. El proceso de conversión en este caso se ha realizado con un waist de bombeo de 430  $\mu\text{m}$ . Este haz de bombeo tiene asociada la potencia donde se logra el máximo de conversión, 9000W. En las figuras 47 b), d), f) y h) se presenta el sector angular convertido, en estos sectores se puede observar que la imagen se ha convertido correctamente sin pérdidas en la resolución, todo lo contrario que en el caso analizado en la figura 46. Esto es debido a que al aumentar la anchura del waist estamos permitiendo pasar un número mayor de frecuencias espaciales, este efecto fue estudiado anteriormente en la sección 3.2.4 “Resolución”, mediante la ecuación 84. En las figuras c), e), g), i) se presenta como la imagen va siendo más ancha si tenemos en cuenta que estamos operando con anchos de bombeo.

Una vez hemos comprobado que nuestra imagen se reduce el orden correspondiente a la conversión tal y como describimos en la sección 3.2.4 “Resolución” y además vemos como el tamaño del waist actúa como un filtro paso bajo, podemos determinar que nuestro modelo funciona bien desde este punto de vista.



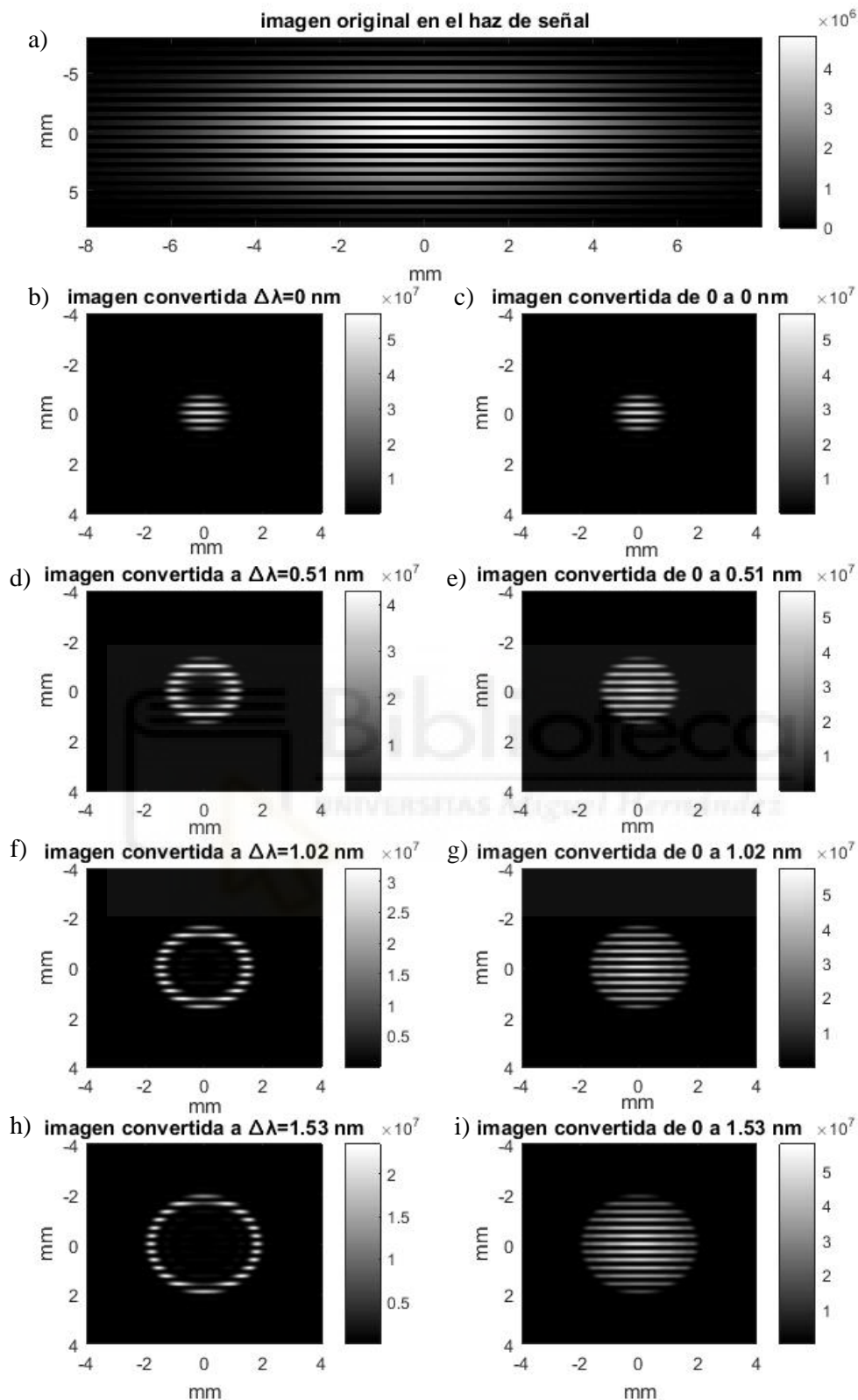


Figura 45. Comprobación de la conversión de imagen, tanto en resolución (1.25 líneas/mm en la imagen original) como el uso ancho de bombeo, con un waist de 215  $\mu\text{m}$  de bombeo. a) Imagen que queremos convertir cuya frecuencia es 1.25 líneas/mm. b) Imagen convertida para la longitud de onda colineal. c) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0 nm. d) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 0.51 nm. e) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0.51 nm. f) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.02nm. g) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.01 nm. h) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.53 nm. i) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.53 nm.

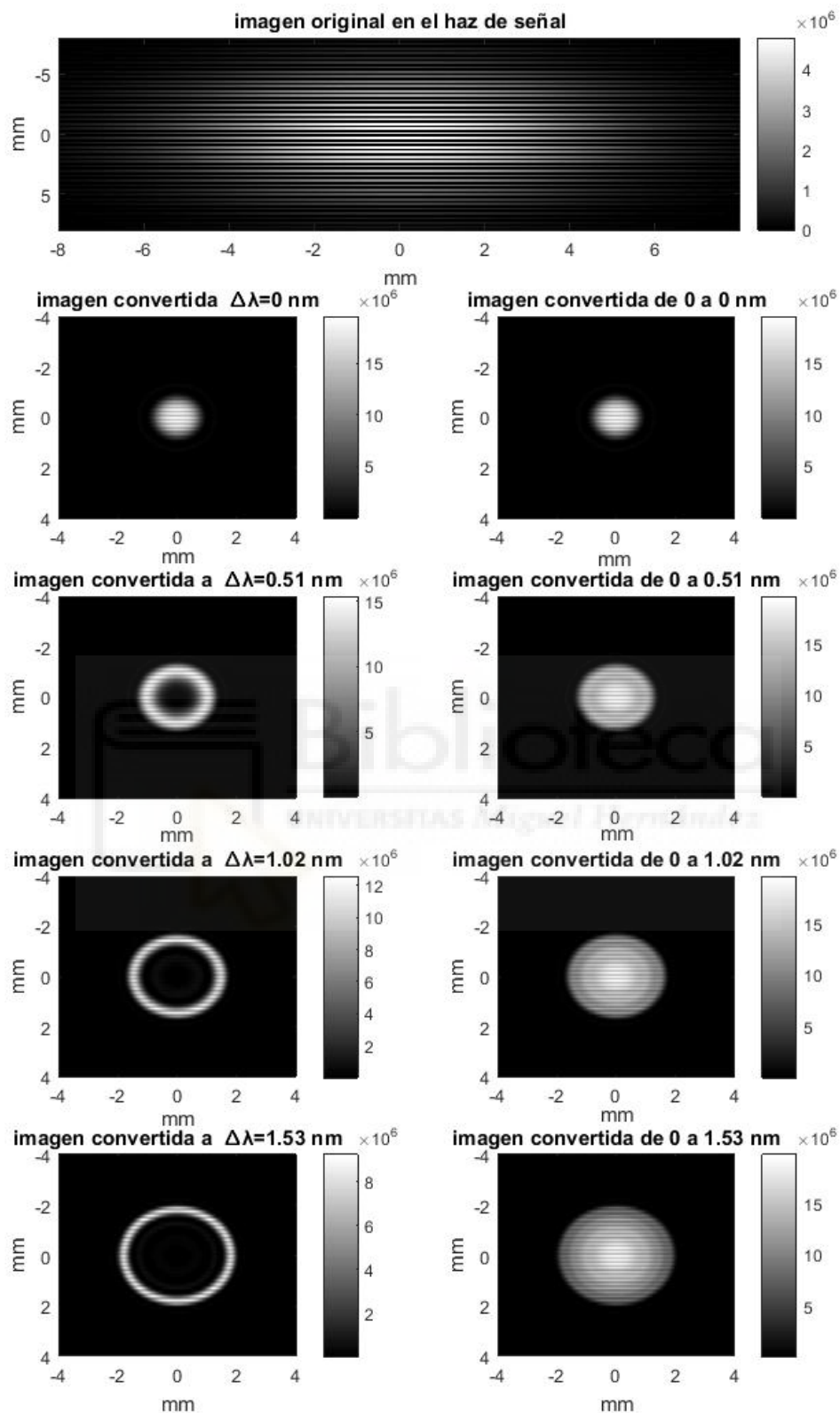


Figura 46. Comprobación de la conversión de imagen, tanto en resolución (2.6 líneas/mm en la imagen original) como el uso ancho de bombeo, con un waist de  $430 \mu\text{m}$  de bombeo. a) Imagen que queremos convertir cuya frecuencia es 2.6 líneas/mm. b) Imagen convertida para la longitud de onda colineal. c) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0 nm. d) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 0.51 nm. e) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0.51 nm. f) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.02 nm. g) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.01 nm. h) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.53 nm. i) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.53 nm.



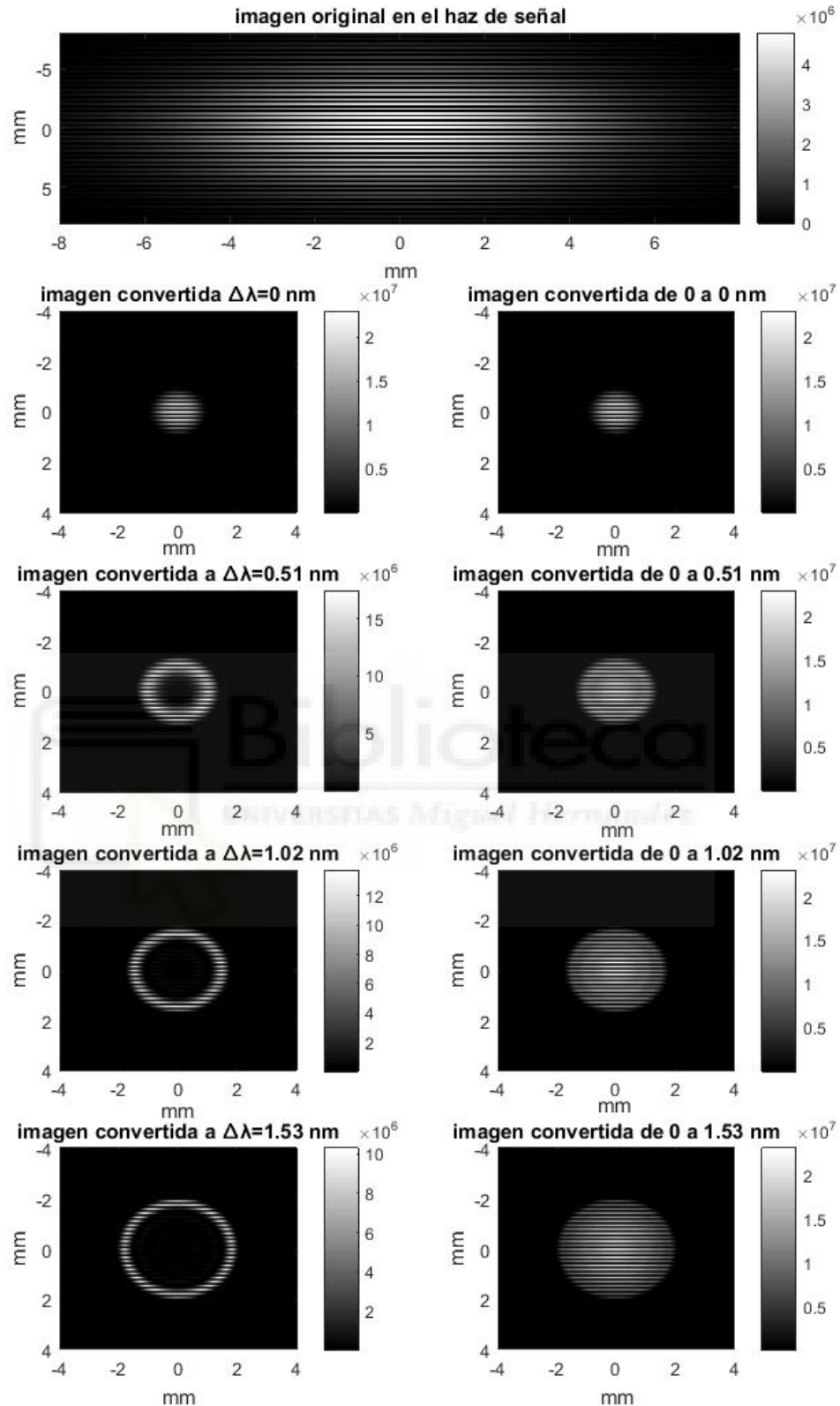


Figura 47. Comprobación de la conversión de imagen, tanto en resolución (2.6 líneas/mm en la imagen original) como el uso ancho de bombeo, con un waist de  $430 \mu\text{m}$  de bombeo. a) Imagen que queremos convertir cuya frecuencia es 2.6 líneas/mm. b) Imagen convertida para la longitud de onda colineal. c) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0 nm. d) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 0.51 nm. e) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 0.51 nm. f) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.02 nm. g) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.01 nm. h) Imagen convertida para la longitud de onda colineal más 1.53 nm. i) Imagen convertida con un ancho de bombeo de 1.53 nm.

### 4.3 Modulación del campo angular

Tras analizar el comportamiento de nuestro modelo, hemos comprobado que emplear anchos en longitud de onda nos proporciona mejoras considerables en el campo de visión, pero a su vez, nos hemos dado cuenta de que cada sector angular sucesivo tiene una eficiencia de conversión menor, esto, unido con la bajada de intensidad de la gaussiana nos genera una limitación en la cantidad de campo de visión podemos aumentar. Esta limitación puede generar problemas en casos donde haya información relevante en estos sectores menos intensos. Este problema se incrementa cuando la parte central de la imagen es intensa, ya que la percepción de ver algo muy iluminado rodeado de algo menos iluminado puede generar una especie de camuflaje de la información en la parte menos intensa, a efectos visuales, no notamos que hay imagen. Por este motivo es importante obtener imágenes lo más homogéneas posible en la conversión de imagen, ya que si conseguimos que la intensidad sea la misma en todos los puntos no tendremos problema para identificarlos. Además, hemos comentado que, si en vez de anchos se utilizan longitudes de onda discretas, cuyo espaciado entre ellas no está correctamente controlado, se pueden generar perfiles con grandes variaciones de intensidad entre los sectores angulares, incluso se puede llegar a dejar partes de la imagen sin convertir.

Un ejemplo de este último efecto puede verse en la figura 48 [13]. En la figura 48 a) se muestran dos espectros infrarrojos diferentes. En 48 b) y en 48 c) se muestran respectivamente los perfiles convertidos para el espectro azul y el rojo de la figura 48 a). Como puede observarse, los perfiles convertidos presentan fluctuaciones de intensidad. En la figura 48 d) se muestra el perfil convertido para una con perfil homogéneo, que sería el caso deseable para conversión de imágenes.

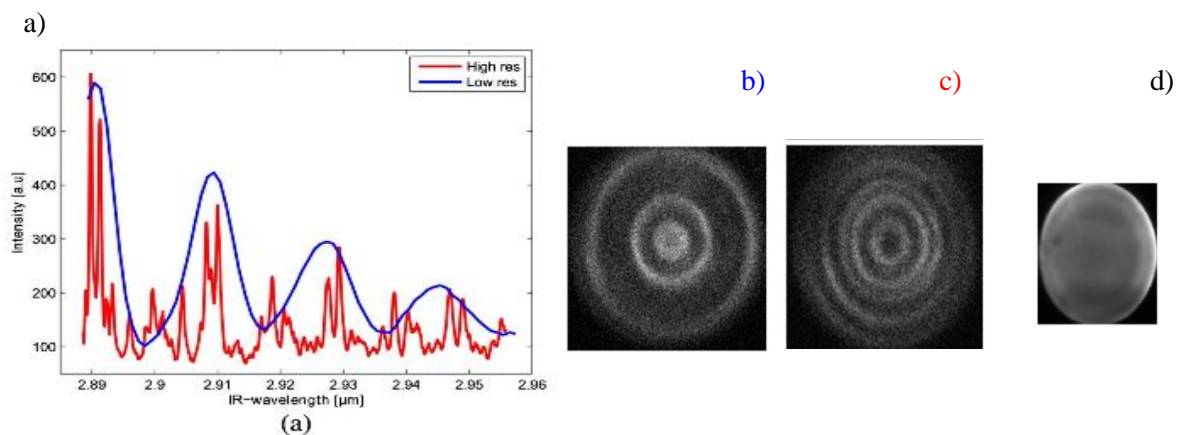


Figura 48. Distintos espectros infrarrojos de múltiples picos a), producen perfiles convertidos con campo angular inhomogéneo b) y c) [13]. Se muestra en d) un perfil homogéneo de conversión.

Para poder solucionar los problemas propuestos nos planteamos la idea de ecualizar el campo angular de la imagen convertida, es decir, dar diferentes intensidades o pesos a los sectores angulares, para conseguir homogenizar la imagen. Para ecualizar el campo angular hemos decidido actuar sobre el espectro de bombeo, debido a que puede ser modificable mediante la realimentación del propio láser, con lo que puede ser llevado a la práctica sin necesidad de equipos adicionales. Otra de las formas de ecualizar el campo angular podría ser mediante la imagen infrarroja, empleada como haz de señal. En el código se podría implementar cualquiera de las dos opciones o incluso las dos conjuntas para tener una mayor cantidad de grados de libertad. El problema con este segundo método es que disponemos como fuente a 1547 nm un diodo láser DFB, con lo que no podemos sintonizarlo. Por este motivo lo que hemos decidido es hacerlo únicamente con el bombeo para poder implementarlo en un futuro.

Debido a que queremos implementarlo en un futuro vamos a realizar este método con potencias bastante más bajas que las que hemos empleado para analizar la eficiencia de conversión, donde esta alcanzaba su máximo en 9000 W. En nuestro caso la máxima potencia obtenida en un resonador ha sido sobre el orden de los 1000 W, con lo que este será nuestro límite. Debemos destacar que esta potencia obtenida en el resonador es la total del ancho de bombeo generado. Por este mismo motivo al ecualizar el bombeo vamos a reducir la eficiencia de conversión, ya que deberemos extraer potencia de las longitudes de onda donde la eficiencia es mayor, para dársela donde la eficiencia es baja.

Debido a esto, vamos a generar distintas gráficas en las que compararemos diferentes configuraciones de bombeo con diversas potencias. Analizaremos los resultados con potencias de 200, 500 y 1000 W distribuidos en anchos de bombeo de 4 nm. En la figura 49 se muestra los resultados de un espectro rectangular frente a los obtenidos con un espectro cuadrático, espectro ecualizado, para todas las potencias expuestas. Debemos remarcar que estas figuras están normalizadas con la intensidad convertida más elevada del caso analizado, en este caso la que pertenezca a los 1000W, esto se muestra en el eje y. En el eje x se representan los ángulos internos para la señal convertida en mrad. Podemos ver en la figura como logramos mediante una ecualización del espectro de bombeo volver homogénea una imagen, a cambio de perder eficiencia en las partes centrales del perfil. Para la obtención de los perfiles con forma de picuda, se han empleado espectros rectangulares. Mientras que, con los perfiles del haz parecidos a un rectángulo suavizado, se han empleado espectros cuadráticos, donde las longitudes de onda bajas del bombeo son las que menos potencia asociada tienen y las altas la que mayor tienen, esto es debido a que queríamos dotar de una mayor eficiencia aquellas zonas en las que no es demasiado alta.

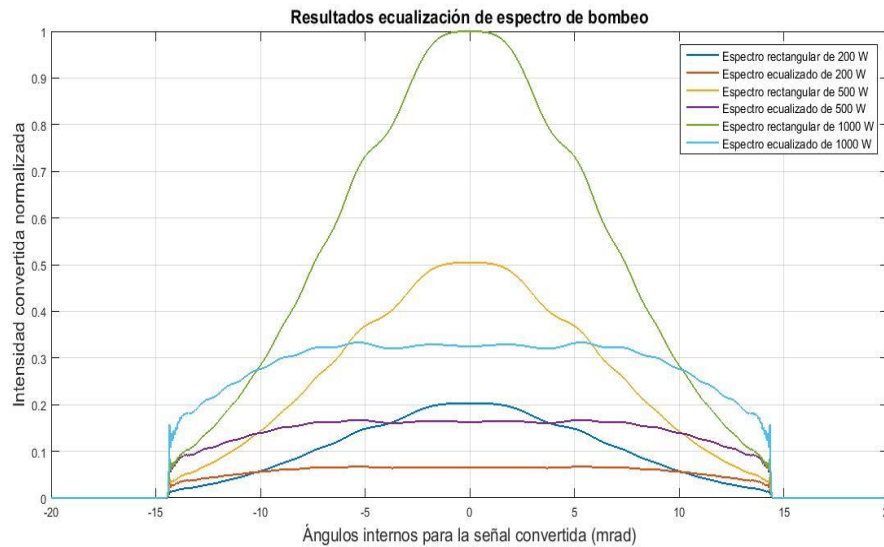


Figura 49. Intensidad convertida normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 5mm.

Para tener una vista más clara de como se ha homogenizado el perfil transversal del campo, lo que vamos a hacer a continuación es representar la intensidad normalizada relativa, es decir, normalizaremos cada una de las curvas de la figura 49 con su propio máximo. De esta forma podremos comparar los perfiles sin tener en cuenta la intensidad de cada uno de ellos. En la figura 50 se muestran los resultados que hemos comentado. Podemos observar como efectivamente la ecualización empleada ha conseguido tener un perfil en intensidad prácticamente homogéneo. Podemos apreciar también que no hay diferencias en las formas de los perfiles para las diferentes potencias. Esto es debido a que probablemente estemos trabajando en una zona que se puede aproximar linealmente en el caso de nuestro cristal no lineal de 5 mm.

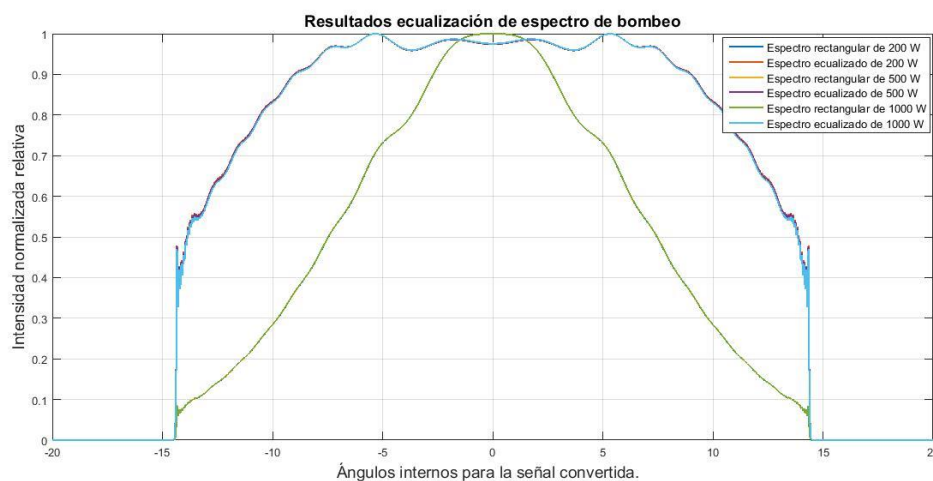


Figura 50. Intensidad convertida normalizada, relativa a cada una de sus intensidades máximas, frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 5mm.

A continuación, vamos a mostrar el espectro empleado para la obtención de los resultados expuestos anteriormente. En esta figura 51, podemos observar como son los espectros de bombeo empleados para la obtención de los diferentes perfiles de la figura 49. Para los perfiles picudos se han empleado un espectro rectangular, mientras que para obtener los homogéneos se ha empleado un espectro cuadrático, este tipo de espectro nos permite dotar de una cantidad mayor de potencia asociado a longitudes de onda superiores, donde la eficiencia de conversión es menor.

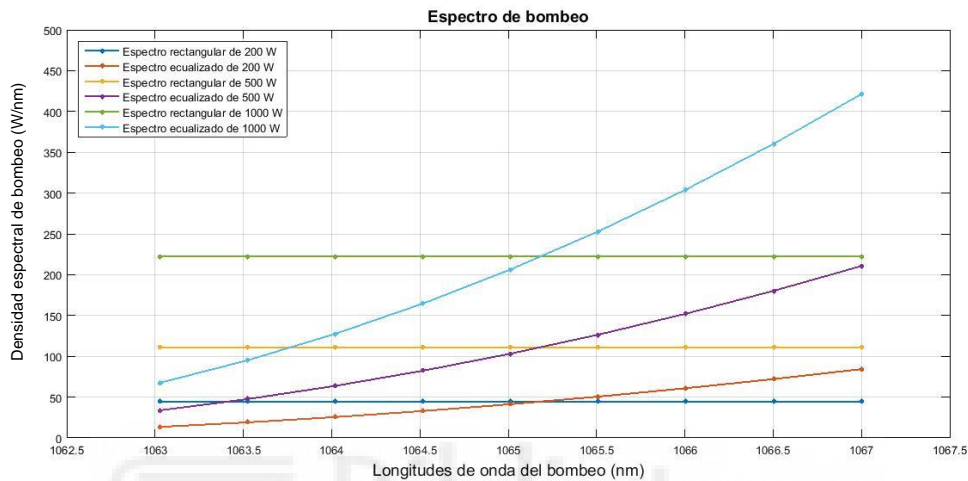


Figura 51. Espectro de bombeo empleado en para lograr la homogenización del haz convertido.

Mostraremos ahora un ejemplo de como sería la imagen convertida utilizando los dos tipos de espectro, en este caso presentaremos los resultados para las curvas de 200 W. En la figura 52 podemos observar este ejemplo. En la figura 52 a) podemos apreciar la imagen que queremos convertir. En b) se puede ver el resultado de la conversión si no ecualizamos el espectro y tenemos un espectro del tipo rectangular. En c) se puede ver el resultado de la conversión con el espectro ecualizado que hemos definido. Si comparamos las figuras b) y c) entre sí podemos ver que la eficiencia del proceso se ha reducido, pero que a cambio hemos obtenido una respuesta lo más plana posible, que da la sensación de tener una mejor resolución y un campo de visión aumentado.

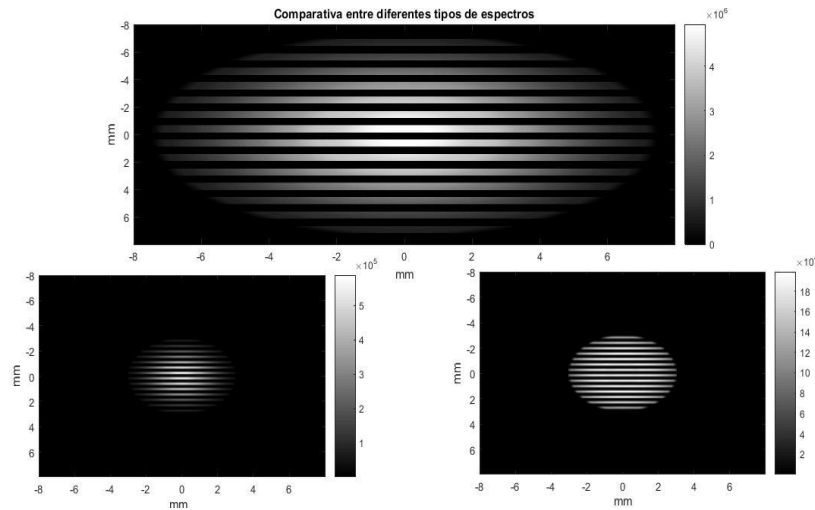


Figura 52. Comparativa de la conversión con diferentes espectros. a) imagen original a convertir. b) imagen convertida sin ecualizar el espectro. c) imagen convertida con el espectro ecualizado.

A continuación, mostraremos un ejemplo para un cristal no lineal mas largo, 20mm, en este caso la anchura de bombeo utilizada es de 2nm y el espaciado entre frecuencias es de 0.125nm para evitar la generación de picos. Las potencias empleadas en este caso son 200 W y 500 W. En la figura 53 podemos observar los resultados de un espectro rectangular frente a los obtenidos con un espectro cuadrático, espectro ecualizado, para todas las potencias expuestas. Debemos remarcar que el espectro necesario para obtener un perfil homogéneo no es el mismo que se ha empleado para el cristal de 5mm. En el eje x se representan los ángulos internos para la señal convertida en mrad. En el eje y se representa la intensidad del haz convertida normalizado con el haz convertido más intenso que hemos obtenido en esta simulación, es decir 500W. Podemos ver en la figura como logramos mediante una ecualización del espectro de bombeo volver homogénea una imagen, a cambio de perder eficiencia en las partes centrales del perfil. Para la obtención de los perfiles con forma de picuda, se han empleado espectros rectangulares. Mientras que, con los perfiles del haz parecidos a un rectángulo suavizado, se han empleado espectros cuadráticos, donde las longitudes de onda bajas del bombeo son las que menos potencia asociada tienen y las altas la que mayor tienen, esto es debido a que queríamos dotar de una mayor eficiencia aquellas zonas en las que no es demasiado alta.

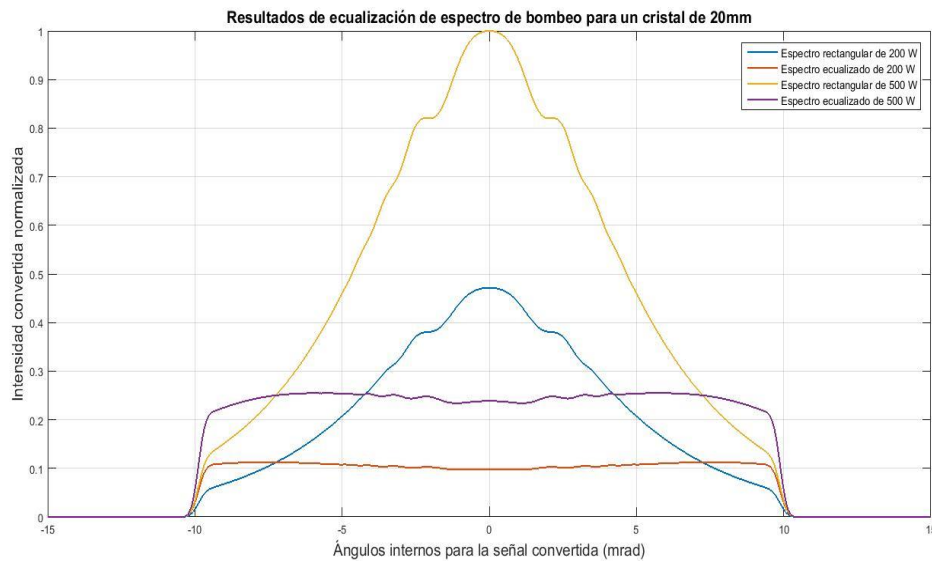


Figura 53. Intensidad convertida normalizada frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 20mm.

Para proseguir, vamos a representar como se ha homogenizado el perfil transversal del campo, tal y como planteamos en la figura 50. De esta forma podremos comparar los perfiles sin tener en cuenta la intensidad de cada uno de ellos. En la figura 54 se muestran los resultados que hemos comentado. Podemos observar como efectivamente la ecuación empleada ha conseguido tener un perfil en intensidad prácticamente homogéneo. Podemos apreciar también que a diferencia de lo visto en la figura 50, en este caso sí que hay diferencias notables entre las diferentes potencias empleadas. Esto es debido a que estamos trabajando en una zona no lineal de las curvas de eficiencia de conversión, con lo que la potencia de bombeo puede influir en la generación de los perfiles homogéneos.

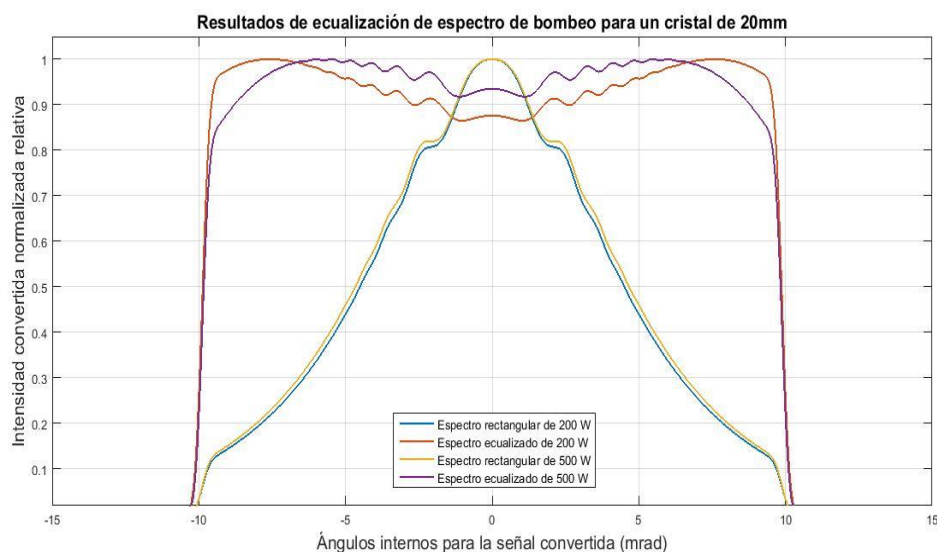


Figura 54. Intensidad convertida normalizada, relativa a cada una de sus intensidades máximas, frente a los ángulos internos de la señal convertida para diferentes espectros de bombeo, para un cristal de 20mm.

A continuación, vamos a mostrar el espectro empleado para la obtención de los resultados expuestos anteriormente. En esta figura 55, podemos observar como son los espectros de bombeo empleados para la obtención de los diferentes perfiles de la figura 53. Para los perfiles picudos se han empleado un espectro rectangular, mientras que para obtener los homogéneos se ha empleado un espectro cuadrático, este tipo de espectro nos permite dotar de una cantidad mayor de potencia asociado a longitudes de onda superiores, donde la eficiencia de conversión es menor.

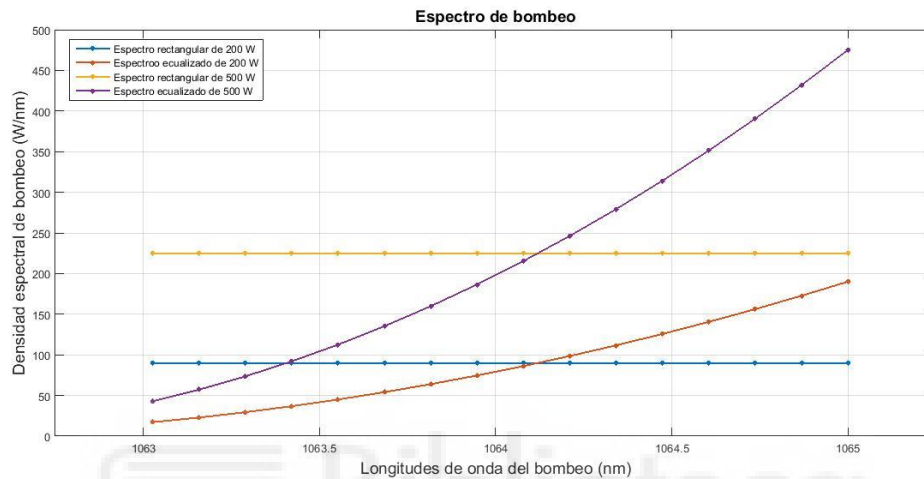


Figura 55. Espectro de bombeo empleado en para lograr la homogenización del haz convertido para 20mm.

Podemos concluir por tanto que la modulación angular es posible mediante la ecualización del espectro de bombeo. Esta modulación nos permite, dependiendo de como ecualicemos el espectro, obtener imágenes aparentemente más anchas y planas. Mejorando así los sistemas de captación de imagen. Seleccionando adecuadamente las longitudes de onda necesarias podemos evitar la generación de imágenes con máximos y nulos, con lo que esto también es ecualizar.

Este método de ecualización del campo angular se podría llevar a cabo en la práctica mediante la sustitución del conjunto reflector + rendija variable que diseñamos en el apartado 3.4.3, “Diseño de realimentación del resonador para sintonización de longitud de onda”, por un Amp-SLM (modulador espacial de amplitud, del inglés *Amplitude Spatial Light Modulator*) de cristal líquido (figura 56) que funcione en reflexión. De esta forma, tras la dispersión espacial de las longitudes de onda de bombeo podemos seleccionar qué longitudes de onda son reflejadas y con qué amplitud relativa, de manera que se puede conformar el espectro de bombeo necesario para ecualizar el campo angular convertido.



Además, este esquema permite la configuración electrónica de un continuo de longitudes de onda, múltiples longitudes de onda discretas y una o varias longitudes de onda sintonizables. Se obtendrá así un dispositivo versátil y programable para la optimización del campo angular del convertidor.

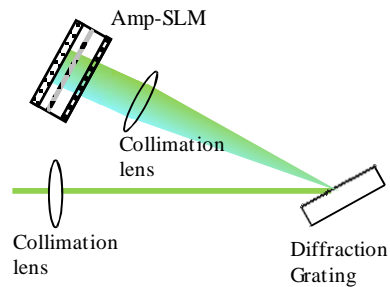


Figura 56. Esquema del sistema de realimentación para optimización electrónica del campo angular del convertidor láser de Yb:KGW.





## 5 Conclusión y líneas de futuro

### 5.1 Líneas de investigación

En este apartado procederemos a dar unas nociones básicas para ver por dónde podría ir encaminada una futura investigación. Lo dividiremos en un total de dos líneas de futuro (LF) que se basan en la puesta en marcha de un convertidor de imagen y solucionar los problemas encontrados en el modelo al emplear haces bastante focalizados. Estos objetivos están relacionados con la comprobación del método de modulación del campo angular expuesto en la sección 4.3 “Modulación del campo angular”.

Las líneas de investigación futuras se presentan a continuación.

#### **Línea de futuro 1 (LF1).**

---

Construcción de un convertidor de imagen versátil basado en un láser de estado sólido de  $\text{Yb}^{3+}$  con realimentación de cavidad externa, a partir del diseño realizado en la sección 3.4 “Diseño de un resonador óptico”.

---

En esta línea de futuro se busca montar un convertidor imagen funcional, a partir del diseño previo realizado en este trabajo. A la hora de montar el convertidor nos daremos cuenta de que los valores empleados en el diseño probablemente no se ajusten a los que podemos llevar a la práctica. Esto es provocado por que no disponemos de una precisión lo suficientemente pequeña como para ajustar los elementos exactamente como hemos diseñado, lo que podrá generar una variación en los parámetros calculados. A este sistema convertidor se le querrá introducir un sistema de realimentación externo como el analizado en el diseño. Además, como hemos visto en el capítulo 4.4 “Modulación del campo angular”, existe otro método de realimentación que nos da una mayor versatilidad y nos permitiría analizar de una forma efectiva la ecualización del espectro de bombeo. Este método consiste en incluir en nuestro sistema de realimentación externo un modulador espacial de amplitud. Con lo que tras analizar el sistema de realimentación diseñado convendría, si es posible adquirirlo o tomarlo prestado, emplear un modulador espacial de amplitud para analizar la ecualización del espectro del bombeo y por tanto la modulación del campo angular.

### **Línea de futuro 2 (LF2).**

---

Implementación de métodos de adaptativos en el muestreo espacial del modelo, para la evaluación de la difracción en el interior del medio no lineal. Además, se plantea la migración del modelo al entorno Google Colab y la implementación de un algoritmo de control del espectro.

---

En esta línea de futura de investigación se busca poder evaluar las condiciones de ajuste de fases no colineal considerando la difracción en el medio no lineal, cuando el haz esté bastante focalizado. Este problema pensamos que surge de la resolución máxima que estamos logrando simular, con lo que implementar un muestreo espacial adaptativo puede lograr que en los momentos en los que se necesite, cuando la anchura del haz comienza a volverse bastante pequeña, se pueda tener la resolución suficiente para resolver el problema. A parte de utilizar un método de muestreo adaptativo, se plantea la migración del modelo al entorno Google Colab, entorno que nos permite ejecutar simulaciones, en lenguaje Python, de forma gratuita con tan solo disponer de un navegador, de tal manera que el modelo pueda ser empleable en los equipos informáticos del laboratorio de sistemas fotónicos. Además se podría proponer la implementación de un algoritmo (posiblemente con técnicas de machine learning) que nos permitiera obtener el espectro adecuado para conseguir un campo angular determinado e implementarlo en un modulador espacial de amplitud.

## 5.2 Conclusión

Para concluir este proyecto debemos indicar que hemos desarrollado un modelo capaz de resolver las ecuaciones diferenciales acopladas que describen el proceso no lineal de suma de frecuencias, sin tener en cuenta la difracción. Este modelo ha sido desarrollado a partir del método de cálculo SSFM, ampliamente utilizados para resolver la ecuación no lineal de Schrödinger en fibras ópticas.

Tras analizar la implementación de este modelo hemos visto como se diseña un resonador óptico enfocado en la evaluación de los efectos no lineales intracavidad. Este resonador se empleará para crear un láser de estado sólido, que servirá como bombeo en el medio no lineal, que estará dentro de este resonador. Tras determinar las longitudes del resonador y comprobar que tenemos bajas pérdidas en el modo fundamental, hemos diseñado un sistema de realimentación externo. Este sistema de realimentación nos permitirá tener de un láser sintonizable, útil para aumentar el campo de visión de la conversión.

Una vez realizado el diseño, hemos comenzado a analizar los resultados, viendo que si no evaluamos la difracción los valores son semejantes a lo que define la teoría en el caso colineal. Vemos además que el sistema es capaz de convertir imágenes. Por último, hemos propuesto un método que nos permite conseguir imágenes con un buen nivel de campo de visión manteniendo la imagen homogénea. A este método le hemos determinado modulación del campo angular mediante ecualización del espectro de bombeo. Este consiste en modificar el espectro de bombeo para dar una mayor eficiencia en longitudes de onda donde era baja, a base de sacrificar eficiencia en zonas donde era alta.

Una de las ventajas que supone tener un modelo que reproduzca los procesos de conversión de segundo orden se basa en poder hacer cambios sobre elementos del sistema, como los cristales no lineales, el espectro de bombeo... Esto es una gran ventaja ya que podemos estudiar como se comportaría nuevos materiales en el sistema de conversión, sin la necesidad de realizar la compra.

Por último, hemos propuesto unas líneas de futuro, que consisten en la puesta en marcha de un sistema de conversión a partir del diseño de este trabajo. Además, se propone la utilización de moduladores espaciales de amplitud para lograr ecualizar de forma electrónica el espectro de bombeo de nuestro láser, para así lograr imágenes con una mejora en campo de visión y homogenizarlas. A nivel científico, el impacto esperable es el acceso a sistemas de captación de imágenes de buena resolución en regiones espectrales no cubiertas en la actualidad por otros sistemas. En particular, rangos espectrales con potencial aplicación en diversos campos de gran interés científico-técnico, como por ejemplo imágenes biomédicas, investigaciones medioambientales y de detección de gases, ciencias de la tierra, astrofísica, defensa ...



## 6 Anexos

### 6.1 Anexo A: Modelo SSFM

El código matemático en el entorno MATLAB utilizado para modelizar el comportamiento de la conversión de imágenes está incluido más abajo. Estará compuesto por los siguientes ficheros .m:

- *simulaciónNLO1D.m* — incluye la rutina básica para poder simular.
- *NLORK4.m* — algoritmo SSFM empleado para resolver las ecuaciones diferenciales acopladas. Evalúa la parte de difracción a través de *CrystalProp.m* y la parte no lineal con un Runge-Kutta de orden 4.
- *CrystalProp.m* — función que evalúa la difracción en el interior del cristal no lineal
- *DesnormInpBeam.m* — función que calcula la potencia asociada al haz gaussiano.
- *NormInpBeam.m* — función que calcula la amplitud de la Intensidad del haz gaussiano.
- *Grid.m* — función que crea una rejilla espacial y frecuencial.
- *Index\_MgO.m* — función que calcula el índice de refracción del cristal no lineal en función de la longitud de onda y la temperatura.
- *Field.m* — función que crea la distribución espacial del haz gaussiano.
- *Buscarwaist.m* — función que determina la anchura y el ángulo de difracción según la posición en la que se encuentre el haz introducido
- *Desfaselente.m* — función que determina el desfase introducido por una lente al pasar a través de ella.
- *Propaire.m* — función que evalúa la difracción en el aire.

### 6.1.1 Simulación NLO.m

```

%% Parametros generales de la simulación
clear all

NLO=1;% iteración no lineal desactivada si vale 0, activada si vale 1
imagen='imagen predeterminada';
haz=1;% 1 para activar un patrón en el haz gaussiano de señal infrarroja
wmp=215;% anchura del haz de bombeo en micras
wms=7000;% radio de la imagen de la imagen
c=299792458;% velocidad de la luz
mu=pi*4E-7;% permitividad magnetica

%% definiciones del GRID y los parámetros de funcionamiento de nuestra simulación
%debemos crear 2 grillados uno para la imagen y otro para el bombeo,
%tras focalizar el haz de la imagen lo pasaremos al grid de bombeo
%y tras salir del cristal no lineal lo pasaremos al de la imagen

%Definimos el número de puntos de cada Grid
N_grid=256;% Número de puntos para el Grid de bombeo
N_grid_s=2048;% Número de puntos para el Grid de imagen
% Debemos mantener un ratio entre los dos grids para que pasar de uno a
% otro no suponga un cambio de precisión y provoquemos distorsiones en el
% campo generado.

% Queremos definir una matriz de longitudes de ondas, una misma longitud de
% onda con diferentes potencias, en total serán 4 longitudes de onda y 15 potencias
long_potencia=0:(10-1);% vector para indicar si queremos analizar el sistema con diferentes
potencias
Paso_potencia=200;
long_onda=0:(4-1);% número de longitudes de onda que se quieren evaluar, es decir, tamaño del
espectro de bombeo

%Definimos el tamaño de las ventanas, en este caso se debe seguir
%manteniendo el mismo ratio que entre puntos, definimos una ventana menor
%para el cristal no lineal debido a que el tamaño de este limitará la
%conversión, el tamaño del cristal no lineal es de 2*2mm

L=2E-3;% Este es el tamaño transversal del cristal no lineal
Ls=16E-3;% Este es el tamaño de la ventana de la imagen, tiene que tener un
%tamaño bastante más elevado que el tamaño del cristal para ver la
%actuación de los anillos para longitudes de ondas que excitan los procesos
%no lineales a ángulos elevados.

%Definición de los parámetros de las ventanas de los campos a través de la
%Grid, esta función nos devolverá la resolución de cada ventana, los
%vectores en x e y además de las frecuencias espaciales asociadas a este
%tamaño de ventana.
[dx2,dy2,x2,y2,fx2,fy2]=Grid(N_grid_s,Ls);% creamos el grid de la imagen
[dx,dy,x,y,fx,fy]=Grid(N_grid,L); % creación de los vectores del grid

```



```

%definiciones de longitudes de onda de las señales y anchuras
lp0=1.063026E-6;
%Mediante pruebas se ha determinado que para que los anillos no choquen
%entre ellos el incremento de longitud de onda debe ser alrededor de 0.5nm
%para el cristal de 5mm,mientras que para el de 20 mm es 0.125nm por ello
%si queremos evaluar varias longitudes de onda debemos introducir
%las que queremos mediante long_onda.
incrpump=+1*(long_onda)*0.51E-9;%si usamos cristal de 5mm
incrpump=+1*(long_onda)*0.1251E-9;%si usamos cristal de 20mm

lp=lp0+incrpump;% Creamos un vector de las longitudes de onda de bombeo.

% Este código permite analizar ademas de diferentes longitudes de onda tanto de bombeo como
de señal a la
% vez como diferentes potencias de bombeo, útil para la evaluación de
% bombeos ecualizados.
% cambiamos el formato de las longitudes de bombeo para adecuarlo a la cantidad de potencias
que se quiera evaluar.
lp=(lp*ones(size(long_potencia)))';
lp=lp(:)';
%Definimos la longitud de onda de señal
ls=1.547E-6;
% Calculamos la longitud de onda a la que deseamos convertir la imagen,
% mediante esta evaluación, estamos cumpliendo la condición de energía.
li=(1./lp+1./ls).^-1;
li0=(1./lp0+1./ls).^-1;

% Pasamos los waist indicados al principio de la simulación de micras a metros
wmp=wmp*10^-6;%
wms=wms*10^-6;%

%Definicion de las potencias
% En este caso se puede definir las potencias de varias formas, tanto un
% aumento lineal o las que nosotros queramos. Dejamos en comentario
% diferentes formas de poner las potencias

% Potencias plana para todas las longitudes de onda
%Ppin=100*ones(1,length(lp));%
%
% Potencias como nosotros queramos, las que se introducen tiene que tener
% el mismo tamaño que numero de longitudes de onda hayan.
%PPin=ones(size(long_onda))*[560 1470 2450 3490 5410];
% PPin=PPin(:)';

% Aumento lineal de la potencia para cada longitud de onda
PPin=Paso_potencia*(1+long_potencia);
PPin=repmat(PPin,[1,length(long_onda)]);

% Definición de la potencia de señal
Psin=1;

```

```

% Creamos los grillados espaciales y frecuenciales a traves de los
% parametros calculados anteriormente, tiene que tener un tamaño dependiente
% de las longitudes de onda que se quieran simular ademas de sus potencias
% asociadas.
[X,Y,l_ondasesp]=meshgrid(x,y,lp); % creación de las matrices del grid espaciales
[FX,FY]=meshgrid(fx,fy,lp); % creación de las matrices frecuenciales

[X2,Y2]=meshgrid(x2,y2,lp); % creación de las matrices del grid espaciales
[FX2,FY2]=meshgrid(fx2,fy2,lp); % creación de las matrices frecuenciales

% Parametros del cristal no lineal
deff=15;% pV/m es un parametro del cristal
% se le pueden introducir pérdidas al material pero en nuestro caso lo
% estipulamos como 0
loss_s=0;
loss_i=0;
loss_p=0;
delta=11.785E-6;% periodicidad del PPLN

% Temperatura
T=25;

% definicion de los indices de refracción del PPLN con
% las ecuaciones de sellmeier
np=index_MgO(lp*10^6,T);
ns=index_MgO(ls*10^6,T);
ni=index_MgO(li*10^6,T);

% De esta forma podemos definir una temperatura diferente en el medio
% material o incluso tener un gradiente de temperaturas.
T=25;
npint=index_MgO(lp*10^6,T);
nsint=index_MgO(ls*10^6,T);
niint=index_MgO(li*10^6,T);

% definicion del eje de propagación
% nuestro sistema es un 4-f por lo que: f1-d1-cristal-d2-f2, donde las d es a la
% entrada del cristal no lineal

Cristal_long=5E-3;% distancia del cristal no lineal
f1=10E-2;% Ponemos una focal predeterminada de 10cm, se podrá cambiar si se desea
teniendo en cuenta que una focal mayor reduce los ángulos para la misma imagen.

% definimos las distancias hasta el cristal no lineal, teniendo en cuenta
% que el medio equivale a una distancia efectiva mayor que el aire
d1=(f1-(Cristal_long/2)/ns);
f2=1*f1;% aqui se puede definir una magnificación de la imagen generada.

```

```
d2=(f2-(Cristal_long/2)/ns);
```

```
%Cálculos de la intensidad y la potencia donde se conseguirá el máximo de  
%conversión teóricamente.
```

```
Ip_max=(ns.*np.*ni*8.85E-12*c^3)/(2*(2*pi*c./ls).*(2*pi*c./li).*(15E-  
12)^2.*(Cristal_long)^2);  
Pp_max=Ip_max*pi*wmp^2;
```

```
% Definición del eje de propagación en el interior del cristal no lineal  
%El espaciado en z debe ser mayor que la longitud de onda empleada y menor  
%que el rango de Rayleigh para el waist en el interior del medio no lineal
```

```
rop=sqrt(X.^2+Y.^2);  
ros=sqrt(X2.^2+Y2.^2);  
W0=f1*ls./(ros.*pi);% este será el waist esperado en el cristal no lineal  
zr=pi*(W0).^2/ls;  
z=linspace(-Cristal_long/2,Cristal_long/2,200);% ponemos un número impar para que pase por  
0  
dz=z(2)-z(1);
```

```
% Puntos espaciales de la propagación
```

```
z_signal=[-2*f1+z(1),-f1+z(1)+f1/100,-f1+z(1),z(1)+z(1)/100,z,z(end)+f2-  
f2/100,z(end)+f2,z(end)+2*f2];  
z_pump=z(2:end);% como no se va a focalizar no es necesario poner donde empieza  
z_imagen=[z,z(end)+f2-f2/100,z(end)+f2,z(end)+2*f2];
```

```
% Creación de las distribuciones espaciales de los haces gaussianos  
% vamos a hacerlo con coordenadas cilíndricas
```

```
wms1=1000E-6*ones(N_grid_s,N_grid_s,length(long_potencia));  
wms2=2600E-6*ones(N_grid_s,N_grid_s,length(long_potencia));
```

```
switch haz
```

```
case 1 %gaussiana
```

```
pgausbeam=Field(wmp,rop,l_ondasesp,0); % Bombeo  
sgausbeam=Field(wms,ros,ls,0,FX2,FY2); % Señal en IR
```

```
case 2 %Flat-top
```

```
pgausbeam=Flatop(wmp,rop,l_ondasesp,10,0); % Bombeo, el 10 es para crear un perfil de  
una supergaussiana, muy parecido a un flatop
```

```
sgausbeam=Flatop(wms,ros,ls,10,0); %
```

```
end
```

```
% vamos a dar unidades a los haces gaussianos creados previamente
```

```
p=NormInpBeam(pgausbeam,dx,dy,np,mu,c,PPin); % Pump  
s=NormInpBeam(sgausbeam(:,1),dx2,dy2,ns,mu,c,Psin); % Signal  
auxiliar=ones(N_grid,N_grid);  
p=reshape(auxiliar(:)*p(:)',size(X));
```

```
Ap=p.*pgausbeam;
```

```
Ap=Ap;
```

```
As=s.*sgausbeam;
```

```
As=As;
```

```
As1=As;% guardamos el valor a la entrada para comparar.
```

```
Ai=zeros(size(Ap));
```

```

%% Definición del ángulo de divergencia del haz de señal
W0=f1*ls./(ros.*pi);% este será el waist esperado en el cristal no lineal
tecta=ls./(pi.*W0);% esta es la nueva divergencia que tiene el haz
tecta2=tecta;
%% Vamos a crear la imagen
switch imagen
case 'Sin imagen'

case 'imagen predeterminada'

    forma=((square(linspace(0,N_grid_s/4,N_grid_s))+1)/2)*ones(1,N_grid_s);%esta //con
16 son 1.25lineas/mm // con 8 son 2.6 lineas/mm
    %es para cuantificación lineal, cuanto mayor sea el numero de bajo
    %menor sera la frecuencia espacial, 128 en por defecto en vez del N_grid_s/32
    forma=reshape(forma(:)*ones(1,length(lp)),size(As));
    As=(forma).*As;
case 'USAF'
    forma=imread('USAF18x18.jpg');
    forma1=(forma(:,3)>5*median(mean(forma(:,3))));%la imagen mide 3 mm
    %imagen remsampleada
    forma=zeros([N_grid_s,N_grid_s]);
    forma1=imresize(forma1,N_grid_s/1100);
    forma=reshape(forma1(:)*ones(1,length(lp)),size(As));
    As=forma.*As;
case 'prueba'
    forma=imread('1951usaf_test_target.jpg');
    dim=0.133E-3;
    forma1=imresize(forma,dim/dx);
    forma2=imresize(forma1,[N_grid_s,N_grid_s]);
end
As1=As;% guardamos la señal para compararla

%% Creación del anillo que se va a converir a partir de la eficiencia normalizada

ks=2*pi*ns./ls;
ki=2*pi*ni./li;
kp=2*pi*np./lp;

%convertimos los k's al formato de As;
aux_p=ones(N_grid_s,N_grid_s);
aux_s=ones(size(As));
ks=ks*aux_s;
ki=reshape(aux_p(:)*ki,size(As));
kp=reshape(aux_p(:)*kp,size(As));

tecta=asin(sin(tecta)/ns);%angulos internos de señal

forma=sinc((ks.*cos(tecta)-
ki.*cos(asin(ks./ki.*(sin(tecta)))))+2*pi/delta+kp)*Cristal_long/(2));

```

```
tecta_aux=uniquetol(tecta(forma==reshape(aux_p(:)*reshape(max(max(forma)),size(li)),size(forma)),1E-7);
tecta_aux1=[];
for i=1:length(tecta_aux)
    tecta_aux1=[tecta_aux1,tecta_aux(i)*ones(size(long_potencia))];
end
aux_i=ones(size(X(:, :, 1)));
tecta_aux=reshape(aux_i(:)*tecta_aux1,size(Ap));%determinación del ángulo de cada sector
angular para calcular
%la reflexión en el medio
```

```
As=As.*abs(forma);% generamos los anillos
```

```
As2=As;
```

```
%% Propagación de la primera f hasta la lente y atravesarla
aux2=ones(size(As));
lsaux=reshape(aux2(:)*ls(:),size(As));
clear aux2
waist_signal(1,:)=Buscarwaist(As,ros);
W0=f1*ls./(waist_signal.*pi);% este será el waist esperado en el cristal no lineal
zR=pi*W0.^2/ls;
porcentaje=zR(1,1)/Cristal_long;
```

```
As=Propaire(As,lsaux,f1,FX2,FY2);
waist_signal(2,:)=Buscarwaist(As,ros);
desfs1=desfaselente(lsaux,f1,X2,Y2);
```

```
As=As.*desfs1;
clear desfs1
```

```
%% Propagación desde lente hasta el cristal
```

```
waist_signal(3,:)=Buscarwaist(As,ros);
As=Propaire(As,lsaux,d1,FX2,FY2);
waist_signal(4,:)=Buscarwaist(As,ros);
```

```
%% cambio de enventanado de la imagen
% Tenemos que coger los puntos que se producen en la ventana -1a a 1 mm y remuestrearlo
As_resample=As((floor(N_grid_s/2)-
floor((L/dx2)/2)+1):(floor(N_grid_s/2)+floor((L/dx2)/2)+1),(floor(N_grid_s/2)-
floor((L/dx2)/2)+1):(floor(N_grid_s/2)+floor((L/dx2)/2)+1,:);
As_resample=As_resample(1:N_grid,1:N_grid,:);
clear As FX3 FY3 fx3 fy3 forma
```

```
%% Propagación en el cristal no lineal
```

```
tectaaux=0;
```

```
%ajustes de tamaños de todas las variables
```

```
aux=ones(N_grid,N_grid);
nsaux=nsint*ones(size(Ap));
npaux=reshape(aux(:)*npint,size(Ap));
niaux=reshape(aux(:)*niint,size(Ap));
lsaux1=ls*ones(size(Ap));
liaux1=reshape(aux(:)*li,size(Ap));
tecta=tecta_aux;%angulo de entrada y salida de la imagen
tecta1=0;%angulo de entrada y salida del bombeo
tectaconv=liaux1./lsaux1.*tecta;%angulos de salida del haz convertido
```

```
%Calculo de reflexiones en el medio no lineal
```

```
Reff_p=1/2*(abs((cos(tecta1)-npaux.*sqrt(1-
(1./npaux.*sin(tecta1).^2)))/(cos(tecta1)+npaux.*sqrt(1-(1./npaux.*sin(tecta1).^2))))).^2+abs((-
npaux.*cos(tecta1)+sqrt(1-(1./npaux.*sin(tecta1).^2)))/(npaux.*cos(tecta1)+sqrt(1-
(1./npaux.*sin(tecta1).^2))))).^2);
Reff_s=1/2*(abs((cos(tecta)-nsaux.*sqrt(1-
(1./nsaux.*sin(tecta).^2)))/(cos(tecta)+nsaux.*sqrt(1-(1./nsaux.*sin(tecta).^2))))).^2+abs((-
nsaux.*cos(tecta)+sqrt(1-(1./nsaux.*sin(tecta).^2)))/(nsaux.*cos(tecta)+sqrt(1-
(1./nsaux.*sin(tecta).^2))))).^2);
Reff_i=1/2*(abs((cos(tectaconv)-niaux.*sqrt(1-
(1./niaux.*sin(tectaconv).^2)))/(cos(tectaconv)+niaux.*sqrt(1-
(1./niaux.*sin(tectaconv).^2))))).^2+abs((-niaux.*cos(tectaconv)+sqrt(1-
(1./niaux.*sin(tectaconv).^2)))/(niaux.*cos(tectaconv)+sqrt(1-
(1./niaux.*sin(tectaconv).^2))))).^2);
Ap=Ap.*sqrt(1-Reff_p);
As_resample=As_resample.*sqrt(1-Reff_s);
```

```
%Resolución de las ecuaciones de la suma de frecuencias
```

```
[Aptot,Astot,Aitot,imagenpump,imagensignal,imagenconv,waist_pump,waist_signal1,waist_im
agen]=NLORK4(NLO,l_ondasesp,lsaux1,liaux1,npaux,nsaux,niaux,dz,z,Ap,As_resample,Ai,F
X,FY,loss_p,loss_s,loss_i,deff,delta,tecta_aux,0,0,x,y,rop,porcentaje);%tecta_pos
```

```
%Calculo de las reflexiones a la salida del cristal no lineal
```

```
Aptot=Aptot.*sqrt(1-Reff_p);
Astot=Astot.*sqrt(1-Reff_s);
Aitot=Aitot.*sqrt(1-Reff_i);
waist_signal=[waist_signal;waist_signal1];
```

```
%% cambio de eventanado de la imagen y la señal convertida
```

```
Aitot_resample=zeros([N_grid_s,N_grid_s,length(lp)]);
Astot_resample=zeros([N_grid_s,N_grid_s,length(lp)]);
Astot_resample((floor(N_grid_s/2)-
floor((N_grid)/2)+1):(floor(N_grid_s/2)+floor((N_grid)/2)),(floor(N_grid_s/2)-
floor((N_grid)/2)+1):(floor(N_grid_s/2)+floor((N_grid)/2)),:)=Astot;
Aitot_resample((floor(N_grid_s/2)-
floor((N_grid)/2)+1):(floor(N_grid_s/2)+floor((N_grid)/2)),(floor(N_grid_s/2)-
floor((N_grid)/2)+1):(floor(N_grid_s/2)+floor((N_grid)/2)),:)=Aitot;
```

```
%% Propagación desde el cristal hasta la lente
```

```

aux3=ones(N_grid_s,N_grid_s);
liaux=reshape(aux3(:)*li,size(Astot_resample));
clear aux3 Aitot Astot
waist_signal(end+1,:)=Buscarwaist(Astot_resample,ros);
waist_imagen(end+1,:)=Buscarwaist(Aitot_resample,ros);

Astot_resample=Propaire(Astot_resample,lsaux,d2,FX2,FY2);
Aitot_resample=Propaire(Aitot_resample,liaux,d2,FX2,FY2);
waist_signal(end+1,:)=Buscarwaist(Astot_resample,ros);
waist_imagen(end+1,:)=Buscarwaist(Aitot_resample,ros);

% desfase creado por la lente

desfs2=desfaselente(lsaux,f2,X2,Y2);
desfi2=desfaselente(liaux,f2,X2,Y2);

% multiplicacion por el desfase
Astot_resample=Astot_resample.*desfs2;
Aitot_resample=Aitot_resample.*desfi2;

% Propagación desde la lente hasta la focal
clear desfs2 desfi2 FY FX
waist_signal(end+1,:)=Buscarwaist(Astot_resample,ros);
waist_imagen(end+1,:)=Buscarwaist(Aitot_resample,ros);

Astot_resample=Propaire(Astot_resample,lsaux,f2,FX2,FY2);
Aitot_resample=Propaire(Aitot_resample,liaux,f2,FX2,FY2);

waist_signal(end+1,:)=Buscarwaist(Astot_resample,ros);
waist_imagen(end+1,:)=Buscarwaist(Aitot_resample,ros);

% Se verifica que el programa conserva la potencia con el programa DesnormInpBeam
% la potencia de entrada es igual a la de salida en coolineal
[Is,Ps]=DesnormInpBeam(Astot_resample,dx2,dy2,ns*ones(1,length(lp)),mu,c);
[Ii,Pi]=DesnormInpBeam(Aitot_resample,dx2,dy2,ni,mu,c);
[Ip,Pp]=DesnormInpBeam(Aptot,dx,dy,np,mu,c);
[Isin,Psin]=DesnormInpBeam(As2,dx2,dy2,ns*ones(1,length(lp)),mu,c);

```

### 6.1.2 NLORK4.m

`function`[Aptot,Astot,Aitot,imagenpump,imagensignal,imagenconv,waist\_pump,waist\_signal,waist\_imagen]=NLORK4(NLO,lp,ls,li,np,ns,ni,dz,z,Ap,As,Ai,FX,FY,loss\_p,loss\_s,loss\_i,deff,delta,tecta,rop,porcentaje)

%%%%%%%%%

%NLO es una variable para activar el proceso no lineal

%lp es la longitud de onda de bombeo

%ls es la longitud de onda de la señal infrarroja

%li es la longitud de onda de la señal convertida

%np es el índice de refracción a la longitud de onda lp

%ns es el índice de refracción a la longitud de onda ls

%ni es el índice de refracción a la longitud de onda li

%dz es el incremento de posición

%z es el vector de posiciones del cristal no lineal

%Ap es el haz gaussiano de bombeo

%As es el haz gaussiano de la señal infrarroja

%Ai es el haz gaussiano de la señal convertida

%Fx es la matriz de frecuencias espaciales en el eje x

%Fy es la matriz de frecuencias espaciales en el eje y

%loss\_p son las perdidas asociadas al cristal no lineal a la lp

%loss\_s son las perdidas asociadas al cristal no lineal a la ls

%loss\_i son las perdidas asociadas al cristal no lineal a la li

%deff(pV/m) es un coeficiente del cristal no lineal

%delta es la periodicidad del cristal no lineal

%%%%%%%%%

prop=0;% variable para evaluar la difracción

deff=deff\*1e-12;

`if`(prop==0)

%si no evaluamos difracción propagamos antes una cantidad determinada por porcentaje

Ap=CrystalProp((Ap),lp,np,porcentaje\*length(z)\*dz,FX,FY,loss\_p);

As=CrystalProp((As),ls,ns,porcentaje\*length(z)\*dz,FX,FY,loss\_s);

Ai=CrystalProp((Ai),li,ni,porcentaje\*length(z)\*dz,FX,FY,loss\_i);

`end`

z1=0;

`for` i=1:(length(z)-1)% proceso de cálculo del SSFM

%Determinación de las anchuras en toda la propagación

waist\_pump(i,:)=Buscarwaist(Ap,rop);

[waist\_signal(i,:),angle]=Buscarwaist(As,rop,z(i));

waist\_imagen(i,:)=Buscarwaist(Ai,rop);

% Propagación de dz/2 a través del cristal no lineal



```

if(prop==1)
As=CrystalProp((As),ls,ns,dz/2,FX,FY,loss_s);
Ai=CrystalProp((Ai),li,ni,dz/2,FX,FY,loss_i);
Ap=CrystalProp((Ap),lp,np,dz/2,FX,FY,loss_p);
end

if(NLO==1)% Metodo runge-Kutta de orden 4,
%RK4
desfase=0;% como vamos a simular un sector angular donde ya hemos determinado que
cumple el ajuste de fases, el desfase es 0

k1p=(dz*2.2*1j*pi*deff./(lp.*np.^1)).*conj(As).*Ai.*exp(1j*(desfase)*dz);
k1s=(dz*2.2*1j*pi*deff./(ls.*ns.^1)).*conj(Ap).*Ai.*exp(-1j*(desfase)*z1);
k1i=(dz*2.2*1j*pi*deff./(li.*ni.^1)).*Ap.*As.*exp(+1j*desfase*z1);

Ap2=Ap+k1p/2;
As2=As+k1s/2;
Ai2=Ai+k1i/2;
k2p=(dz*2.2*1j*pi*deff./(lp.*np.^1)).*conj(As2).*Ai2.*exp(1j*(desfase)*(dz+dz/2));
k2s=(dz*2.2*1j*pi*deff./(ls.*ns.^1)).*conj(Ap2).*Ai2.*exp(-1j*(desfase)*(z1+dz/2));
k2i=(dz*2.2*1j*pi*deff./(li.*ni.^1)).*As2.*Ap2.*exp(1j*desfase*(z1+dz/2));

Ap3=Ap+k2p/2;
As3=As+k2s/2;
Ai3=Ai+k2i/2;
k3p=(dz*2.2*1j*pi*deff./(lp.*np.^1)).*conj(As3).*Ai3.*exp(1j*(desfase)*(dz+dz/2));
k3s=(dz*2.2*1j*pi*deff./(ls.*ns.^1)).*conj(Ap3).*Ai3.*exp(-1j*(desfase)*(z1+dz/2));
k3i=(dz*2.2*1j*pi*deff./(li.*ni.^1)).*As3.*Ap3.*exp(1j*desfase*(z1+dz/2));

Ap4=Ap+k3p/2;
As4=As+k3s/2;
Ai4=Ai+k3i/2;

k4p=(dz*2.2*1j*pi*deff./(lp.*np.^1)).*conj(As4).*Ai4.*exp(1j*(desfase)*(dz+dz));
k4s=(dz*2.2*1j*pi*deff./(ls.*ns.^1)).*conj(Ap4).*Ai4.*exp(-1j*(desfase)*(z1+dz));
k4i=(dz*2.2*1j*pi*deff./(li.*ni.^1)).*As4.*Ap4.*exp(1j*desfase*(z1+dz));

Ap=Ap+(k1p/6+k2p/3+k3p/3+k4p/6);
As=As+(k1s/6+k2s/3+k3s/3+k4s/6);
Ai=Ai+(k1i/6+k2i/3+k3i/3+k4i/6);

end

%Propagación de dz/2 a través del cristal no lineal
% % %
if(prop==1)
Ap=CrystalProp((Ap),lp,np,dz/2,FX,FY,loss_p);
As=CrystalProp((As),ls,ns,dz,FX,FY,loss_s);
Ai=CrystalProp((Ai),li,ni,dz,FX,FY,loss_i);

end
z1=z1+dz;

% Variables que guardan el comportamiento del haz dependiendo de la propagación a través del
medio
imagenpump(:,i,:)=abs(Ap(:,ceil(length(Ap)/2),:));
imagensignal(:,i,:)=abs(As(:,ceil(length(As)/2),:));
imagenconv(:,i,:)=abs(Ai(:,ceil(length(Ai)/2),:));

```

```

end
%%
if(prop==0)
Ap=CrystalProp((Ap),lp,np,(1-porcentaje)*length(z)*dz,FX,FY,loss_p);
As=CrystalProp((As),ls,ns,(1-porcentaje)*length(z)*dz,FX,FY,loss_s);
Ai=CrystalProp((Ai),li,ni,(1-porcentaje)*length(z)*dz,FX,FY,loss_i);
end
Aptot=Ap;
Astot=As;
Aitot=Ai;
end

```

### 6.1.3 CrystalProp.m

```

function [A]=CrystalProp(A,lambda,n,dz,fx,fy,loss)

% Esta ecuación evalúa la propagación del haz cada en una distancia igual a dz
% A es el campo que queremos propagar
% lambda es la longitud de onda del campo A
% n es el índice de refracción del medio a la longitud de onda del campo
% dz es la distancia de propagación
% fx es la matriz de frecuencias espaciales en el eje x
% fy es la matriz de frecuencias espaciales en el eje y
% loss es la atenuación producida por el medio.

kn=2*pi*n./lambda;
lambda=lambda./n;

% Atenuación producida por una propagación correspondiente a dz/2
A=A.*exp(-(loss/2)*(dz/2));

% Difracción generada para una distancia dz
H=exp(-1j*2*pi.^2*dz*(fx.^2+fy.^2)./(kn));

% Propagación lineal del campo
A=fftshift(iff2(fft2(fftshift(A)).*fftshift(H)));

% Atenuación producida por una propagación correspondiente a dz/2
A=A.*exp(-(loss/2)*(dz/2));
end

```

### 6.1.4 DesnormInpBeam.

```
function [I,P]=DesnormInpBeam(gausbeam,dx,dy,n,mu,c)
% esta función determina la intensidad y la potencia del haz en campo introducido.
% gausbeam es el campo
% dx es la resolución en el eje x
% dy es la resolución en el eje y
% n es el índice de refracción del medio
% mu es la permeabilidad magnética
% c es la velocidad de la luz
A=(max(abs(gausbeam))); % obtenemos la amplitud
I=(n./(2*mu*c)*abs(A).^2); % obtenemos la Intensidad

A=reshape(ones(1,length(gausbeam)*length(gausbeam))*A,size(gausbeam)); % damos el formato
adecuado a la amplitude para poder determinar la potencia
SB=reshape(sum(sum(abs(gausbeam./A).^2,1),2)*dx*dy,size(n)); % Determinamos el area del
campo
P=I*SB; % obtenemos la potencia
end
```

### 6.1.5 NormInpBeam.m

```
function [A]=NormInpBeam(gausbeam,dx,dy,n,mu,c,P)
% esta función determina la amplitud del campo a partir del haz en campo introducido(normalizado)
y la potencia.
% gausbeam es el campo
% dx es la resolución en el eje x
% dy es la resolución en el eje y
% n es el índice de refracción del medio
% mu es la permeabilidad magnética
% c es la velocidad de la luz
% P es la potencia del campo
SB=(sum(abs(gausbeam).^2,2))*dx; % Área del perfil tansversal del haz
Beam=reshape(SB,size(n));% le damos el formato adecuado
Intensity=(P./Beam);
% I=n/(2 mu c) * |A|^2, -> A = sqrt(I/(n/(2muc)))
A=sqrt(Intensity./(n/(2*mu*c))); %Amplitud del campo
end
```

### 6.1.6 Grid.m

```
function [dx,dy,x,y,fx,fy]=Grid(N,L)
% N es el número total de puntos
% L es el tamaño de la ventana(m)
dx=L/N;
dy=dx;
for n=1:N
    for m=1:N
        x(m)=(m-1)*dx-L/2;
        y(n)=(n-1)*dy-L/2;
        fx(m)=((m-1)/(N*dx))-((N)/(N*dx))/2;
        fy(n)=((n-1)/(N*dy))-((N)/(N*dy))/2;
    end
end
end
```

### 6.1.7 Index\_MgO.m

```
function ne=index_MgO(l,T);
%Calculo del indice de refraccion extraordinario en 5% MgO:LiNbO3
% entradas l:longitud de onda en micras;
%      T: Temperatura en °C;
% salida ne: indice de refraccion;
c=2.99792458e8;
% Si no introducimos segundo dato, T temperatura, se toma por defecto
% temperatura ambiente a 25°C
if nargin<2
    T=25;
end

To=24.5; %temperatura de referencia
a1=5.756;
a2=0.0983;
a3=0.2020;
a4=189.32;
a5=12.52;
a6=1.32e-02;
```

```

b1=2.779e-06;
b2=5.763e-08;
b3=3.729e-08;
b4=1.415e-04;
f=(T-To).*(T+570.82);
%Ec. Sellmeier para variacion de Temperatura en LiNbO3 con MgO
ne=(a1+(b1*f)+((a2+b2*f)/(1.^2-((a3+b3*f).^2)))+(a4+b4*f)/(1.^2-a5^2))-(a6*1.^2).^0.5;

```

### 6.1.8 Field.m

```

function y=Field(wxo,ro,lambda,z)
% % % % % wxo - ancho de haz en x
% ro es la matriz de las posiciones en coordenadas cilindricas
% lambda - longitud de onda
% z - posición
% % % %
k=2*pi./lambda;
Rzx=z.*(1+(pi.*wxo.^2./(lambda.*z)).^2);
if(z==0)
    Rzx=inf;
end
y=exp(-(ro.^2./wxo^2)-1j.*k.*z-1j.*k.*((ro.^2)/(2*Rzx.^2)));
end

```

### 6.1.9 Buscarwaist.m

```

function [waist,angle]=Buscarwaist(campo,r1,pos)
% Esta función buscara el waist del campo introducido,
% el waist es definido como el ancho a 1/e de la amplitud máxima
% del campo, esta funcion esta preparada para recibir matrices o cubos de
% matrices.
% campo es la matriz que contiene el campo
% r1 es la matriz de posiciones del campo
% waist será el waist de cada uno de los campos introducidos
nsize=size(campo);
waist=zeros(1,nsize(3));
r2=r1(:,1);
for i=1:nsize(3)
    campoaux=abs(campo(:,i));

```

```

campoaux(campoaux<=max(max(campoaux))/exp(1))=0;
aux=r2(campoaux>0);
if ~isempty(aux)
    waist(i)=max(max(aux));
else
    waist(i)=0;
end
if(nargin==3)
angle(:,i)=r1(:,i)/pos;
end
end
end

```

### 6.1.10 Desfaselente.m

```

function Ln=desfaselente(lambda,f,X,Y)
% f es la focal de la lente
% lambda es la longitud de onda del campo
% X es la matriz de posiciones del eje x
% Y es la matriz de posiciones del eje y
ko=2*pi./lambda;
Ln=exp(-1i*ko.*(X.^2+Y.^2)/(2*f));
end

```

### 6.1.11 Propaire.m

```

function [A]=Propaire(A,lambda,dz,fx,fy)
% Esta ecuación evalúa la propagación del haz cada en una distancia igual a dz
% A es el campo que queremos propagar
% lambda es la longitud de onda del campo A
% dz es la distancia de propagación
% fx es la matriz de frecuencias espaciales en el eje x
% fy es la matriz de frecuencias espaciales en el eje y

k=2*pi./lambda;
% Difracción generada para una distancia dz
H=exp(-1j*2*pi.^2*dz*(fx.^2+fy.^2)./(k));
% Propagación lineal del campo
A=fftshift(iff2(fft2(fftshift(A)).*fftshift(H)));
end

```

## 6.2 Anexo B: Interfaz gráfica

En este anexo se tratará el funcionamiento y las partes de la interfaz gráfica implementada para la evaluación de los procesos de conversión básicos. La ilustración 1 nos muestra nuestra interfaz, a continuación, vamos a explicar para que sirve cada una de las partes de esta.

1. Lista desplegable donde podemos seleccionar una de las tres ondas para visualizarla.
2. Caja de texto donde podemos introducir la potencia de bombeo que deseemos para analizar la conversión
3. Figura donde se representará la onda seleccionada en el elemento número 1
4. Caja de texto donde introduciremos el número de longitudes de onda de bombeo analizaremos, o que ancho de bombeo se empleará, teniendo en cuenta que la separación entre longitudes de onda es de 0.5nm
5. Lista variable, Esta lista sirve para seleccionar que queremos mostrar en la figura 3, si la onda (la seleccionada en 1) total generada por la superposición de los sectores angulares o solo uno de estos. El número de elementos variará en fusión del número introducido en 4.
6. Datos sobre las potencias de bombeo, de señal y de convertida.
7. Cajas de texto donde se introducirá los valores de la anchura de imagen y el ancho de bombeo. Estos dos valores tienen que estar en micras.
8. Lista desplegable para seleccionar si queremos simular una imagen, se puede elegir tanto sin imagen como con imagen. En el caso de querer simular con imagen se podrá seleccionar entre una imagen de líneas o una imagen USAF 1951.
9. Lista desplegable donde se podrá seleccionar el haz de funcionamiento, podrá ser tanto una gaussiana o un haz Flat-Top.
10. Botón para lanzar la simulación. Este botón solo se pulsará si se quiere calcular nuevos valores, para ver los diferentes campos ya simulados tan solo hay que seleccionar en las listas pertinentes. Este botón cambiara de nombre hasta que la simulación acabe, pasando su nombre a ser “Simulando...”.

En la ilustración 2 podemos ver un ejemplo, donde se muestra el campo de señal para un sector angular determinado cuando se emplea una imagen USAF 1951.

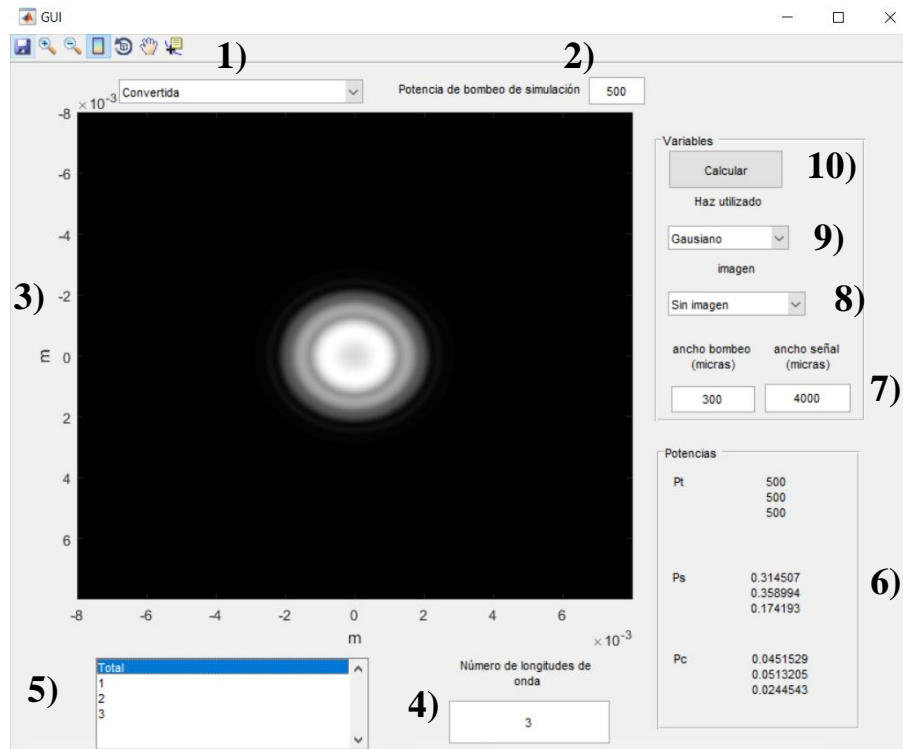


Ilustración 1. Interfaz gráfica.

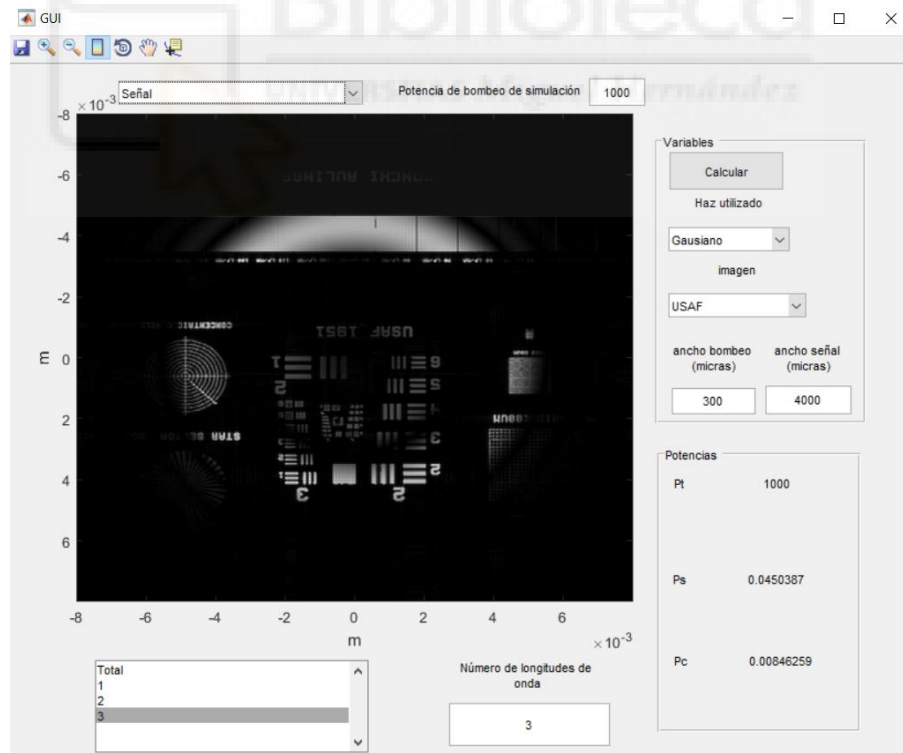


Ilustración 2. Ejemplo de valores en la interfaz gráfica y su resultado.



### 6.3 Anexo C: Espejos de la cavidad.

En este anexo se va a tratar las características de los espejos empleado en la cavidad, estos espejos pueden recibir tratamientos antirreflejantes o reflejantes diferentes en cada una de sus caras. Por este motivo vamos a describir el a través de la hoja de características el funcionamiento de estos espejos y determinar las reflectancias importantes para el diseño de la cavidad.

Comenzaremos con el espejo de entrada, este espejo debe permitir el paso de la longitud de onda del diodo láser acoplado a fibra, empleado para bombear el medio activo, a 981nm. Por otra parte, debe tener la mayor cantidad de reflectancia posible entre los 1060nm, región de operación de la cavidad. En la ilustración 3 podemos ver la reflectancia en la cara plana del espejo de entrada, esta cara es la que está en la parte del acoplador del bombeo. Podemos ver que la reflectividad para la región de interés (981nm), es bastante baja, del orden de 0.1%.

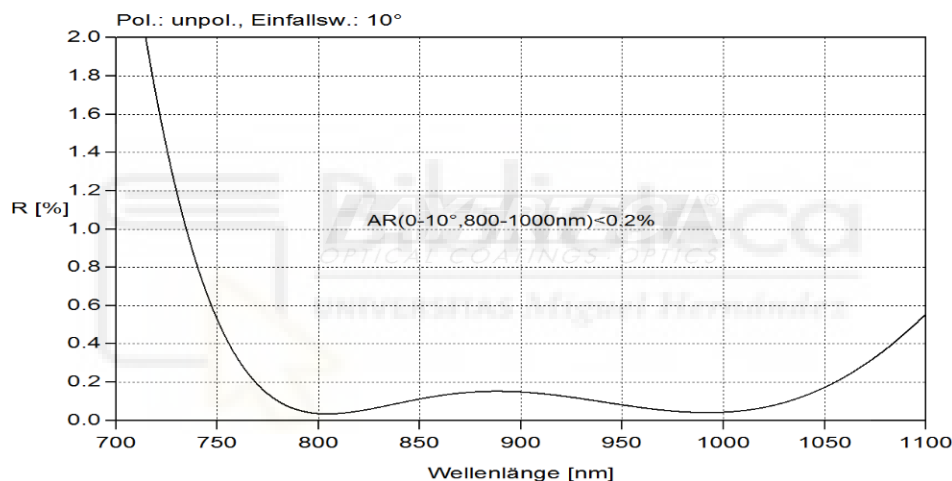


Ilustración 3. Reflectancia en la cara plana del espejo de entrada.

En la ilustración 4 y 5 podemos ver como son la reflexión en la cara esférica del espejo de entrada. En la ilustración 4 se detalla la reflectancia en el rango de trabajo de nuestra cavidad, observando una reflectancia para 1064nm de 99.99%, un valor que determina que prácticamente todo se refleja. En la ilustración 5 se ve reflejado la reflexión en esta cara para el rango del diodo láser de bombeo, observamos que la reflectividad también es baja (un 0.4%) para permitir el paso del bombeo.

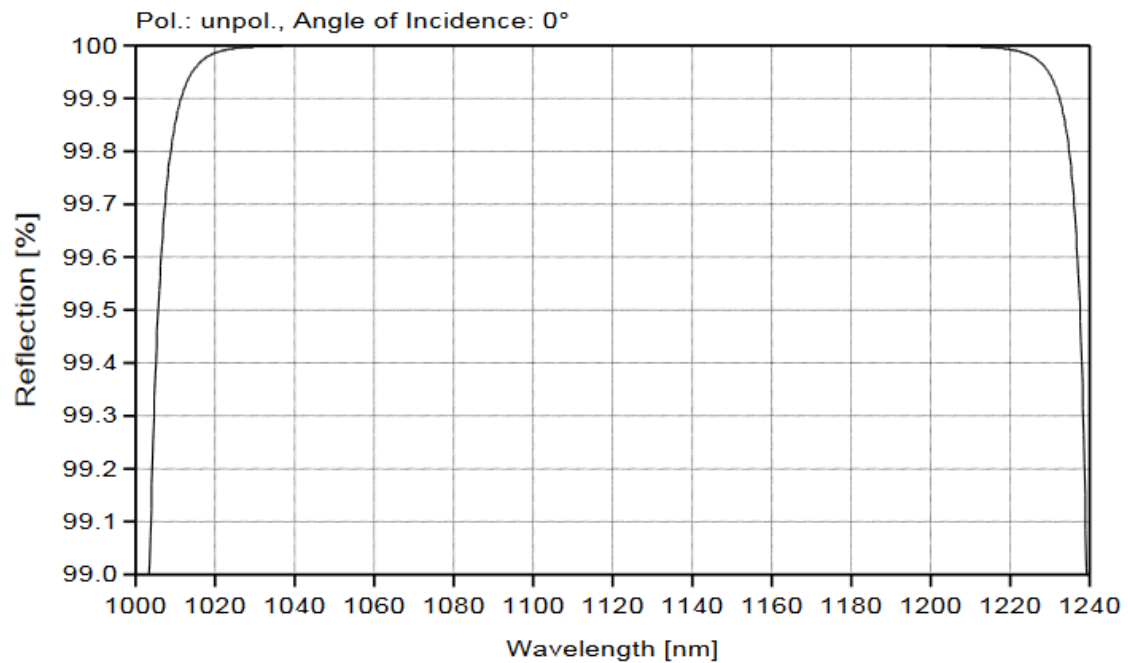


Ilustración 4. Reflectancia en la cara esférica del espejo de entrada, en el rango de 1000 a 1240 nm.

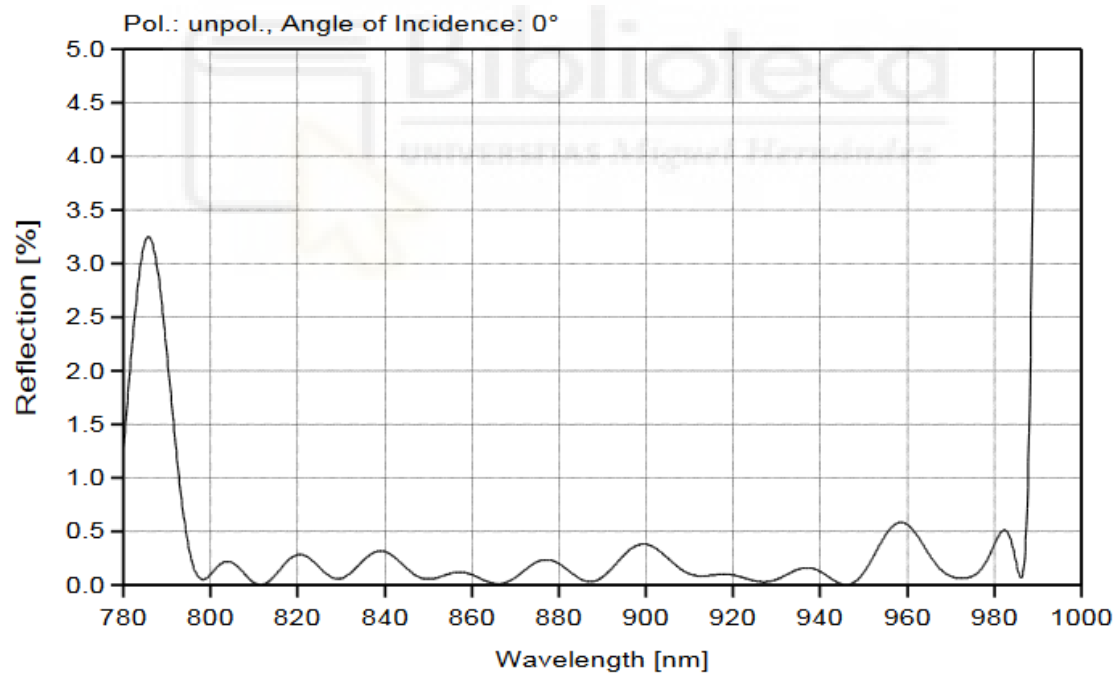


Ilustración 5. Reflectancia en la cara esférica del espejo de entrada, para el rango de 780 a 1000 nm.

A continuación, seguiremos con el espejo de salida del sistema, este espejo debe presentar una alta reflectancia elevada para la región de 1060 nm en la cara esférica, procurando así el confinamiento del modo láser. Por el contrario, la segunda cara (la cara plana) de este espejo debe tener una reflectancia baja para este mismo rango, debido a que queremos reintroducir en el sistema la realimentación para lograr un láser sintonizable. Además, la reflectancia en el caso de

la cara esférica es menor que la del espejo de entrada, debido a que queremos que salga una cantidad mayor de intensidad para poder emplearla en el sistema de realimentación. En la ilustración 6 podemos ver la reflectancia en el caso de la cara esférica, para el rango de interés vemos que es entorno al 99%.

En la ilustración 7 podemos comprobar que la cara plana del espejo de salida tiene unas reflectancias bajas para permitir el paso de la realimentación, esto no quiere decir que no vaya a experimentar las reflectancias de la cara esférica del espejo. Para este rango la reflectancia es de alrededor de 0.01%.

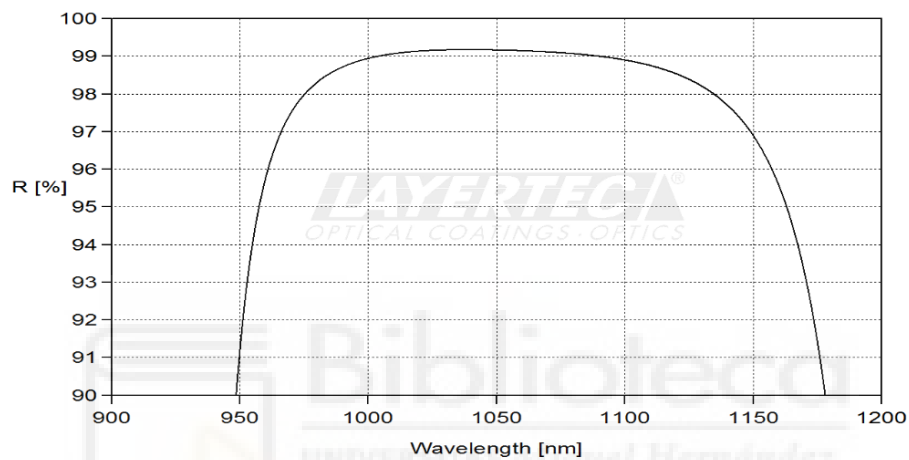


Ilustración 6.. Reflectancia en la cara esférica del espejo de entrada, en el rango de 900 a 1200 nm.

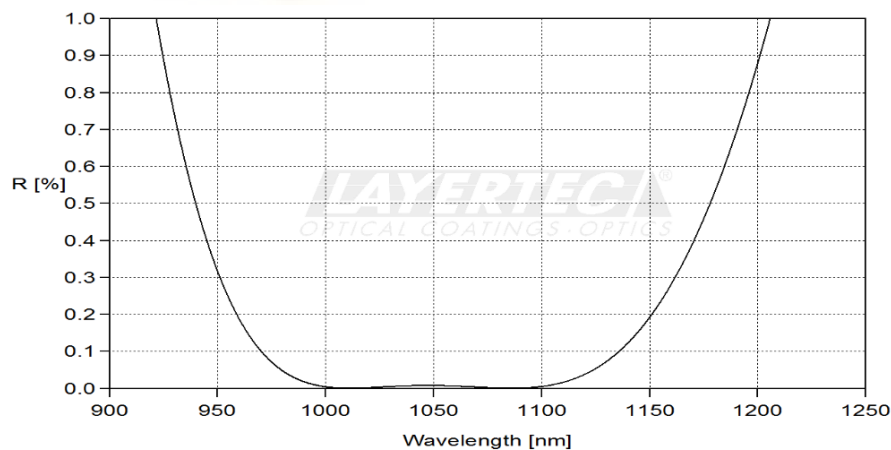


Ilustración 7. Reflectancia en la cara plana del espejo de entrada, en el rango de 900 a 1250 nm.

Para proseguir vamos a determinar las características de los espejos empleados para dejar entrar el haz con la imagen y permitir la salida del haz convertido. Además, debe tener unas altas

reflectividades para el rango de operación del resonador para permitir la excitación de los modos. A estos espejos se le llaman espejos dicróicos, ya que permiten separar diferentes rangos de onda.

En las ilustraciones 8, 9 y 10 podemos ver las características de transmisión de los espejos rectangulares. Podemos observar en la ilustración 8 que la transmisión a la longitud de onda convertida esta en torno al 90%, dejando pasar la casi toda la intensidad al sistema de captación de imagen. En la ilustración 9, podemos ver la transmitancia para la señal que contiene la imagen, en nuestro caso 1547nm, obteniendo una transmitancia del 91 %. Por último, en la ilustración 10 podemos ver la transmitancia para el rango de funcionamiento del resonador, en este caso la transmitancia deberá ser muy baja, para disponer de una reflectancia elevada. La transmitancia para nuestro rango es de alrededor del 0.03%, con lo que la reflectancia será de 0.97% si consideramos que el espejo no introduce pérdidas por absorción.

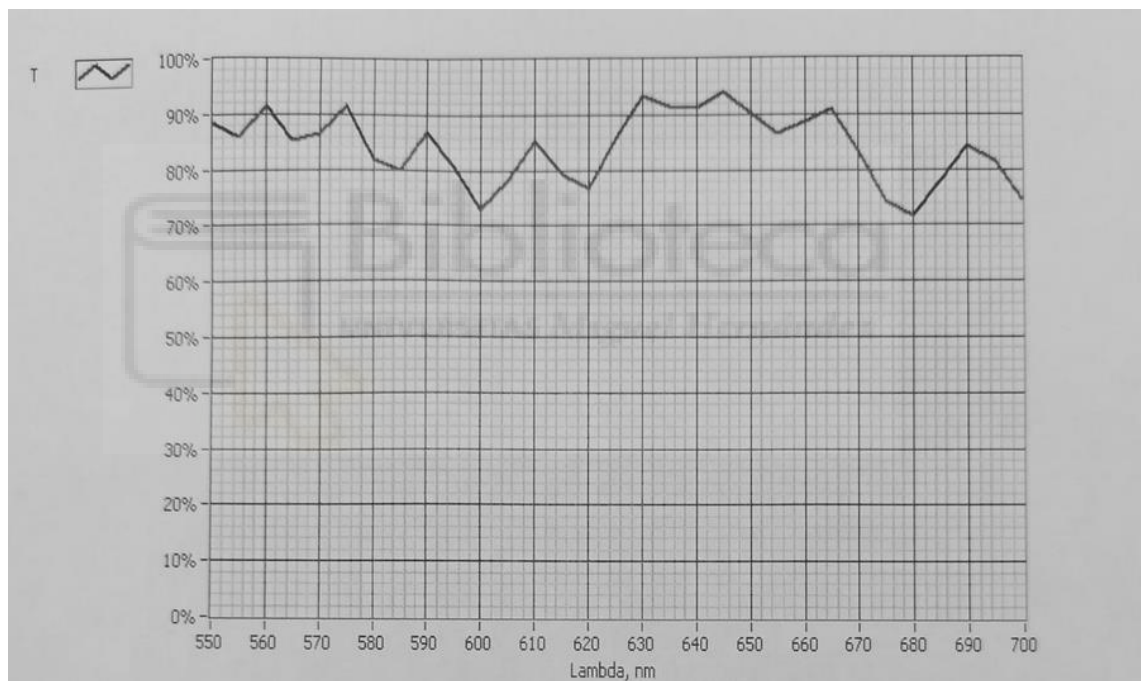


Ilustración 8. Transmitancia del espejo rectangular para el rango de 550 a 700 nm.

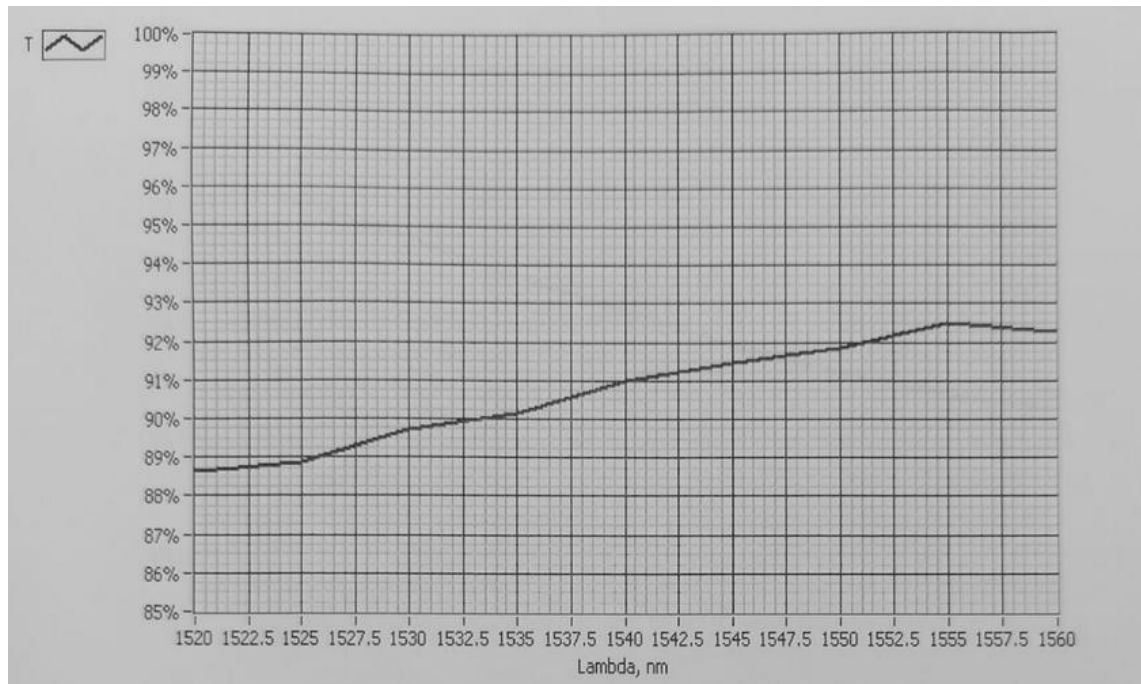


Ilustración 9. Transmitancia del espejo rectangular para el rango de 1520 a 1560 nm.

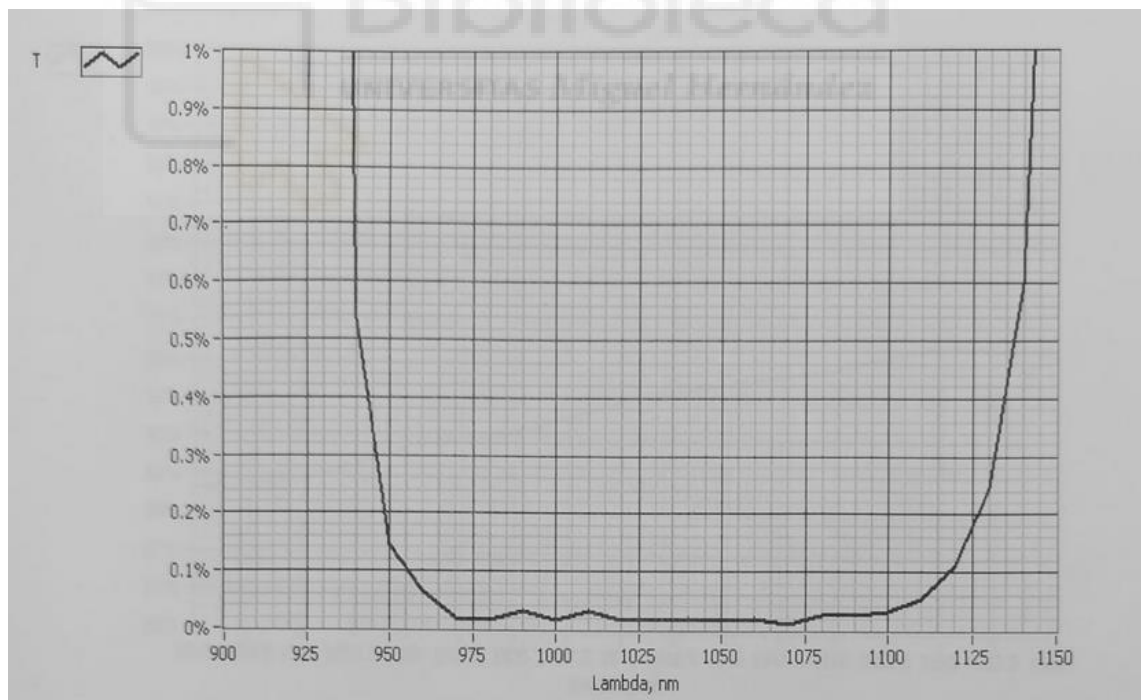


Ilustración 10. Transmitancia del espejo rectangular para el rango 900 a 1150 nm.



## 7 Publicaciones

Durante el desarrollo de este trabajo se realizó una publicación en *Laser Congress 2019* (ASSL, LAC, LS&C). Esta publicación tiene el título de "External-Cavity Yb:KGW IR-to-Visible Image Upconverter", cuyos autores son M. Cuenca, H. Maestre, A. J. Torregrosa y J. Capmany. El código que identifica lo identifica es: paper JTh3A.35.

El contenido de este paper se presenta a continuación.

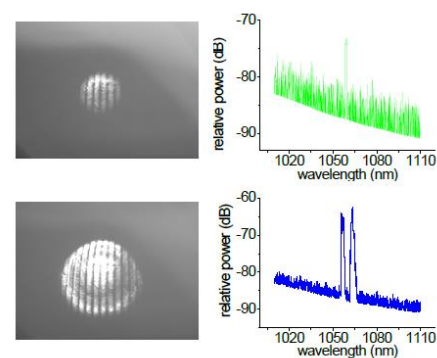
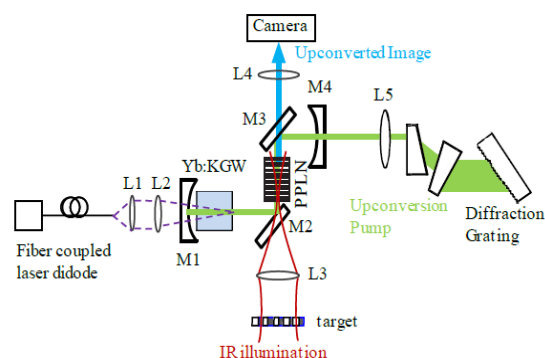
### External-Cavity Yb:KGW IR-to-Visible Image Upconverter

**Haroldo Maestre, Adrián J. Torregrosa, Miguel Cuenca, Juan Capmany**

*Universidad Miguel Hernández, Avenida Universidad s/n, 03202 Elche (Alicante), Spain*

Infrared (IR) image upconversion to the visible and near-infrared enables infrared spatial information to be detected with Silicon CCD or CMOS cameras. Silicon cameras are a mature and reliable technology and show superior performance in terms of resolution, sensitivity, room temperature and lower cost than their infrared counterparts. Most of the developed upconverters in the literature in last years have focused in the upconversion of SWIR and mid-IR spectral ranges. Image upconversion in a nonlinear crystal was firstly proposed in [1] and further developed in the last ten years. In some recent works, non-collinear phase-matching inside the upconverter has been exploited to increase the upconverted area or field-of-view [2-4]. First approaches [2,3] proposed spectrally broadband IR signals as illumination. In particular, the connection between field-of-view and shape and spectral allocation of the IR signal spectrum was studied in [3]. First experimental demonstration of field-of-view enhancement by means of a broadband pump was shown in [4].

In this work we present an intracavity IR-to-visible upconverter based on an external-cavity Yb:KGW laser. The external cavity acts as a tunable reflectivity which allows for pump tuning, shaping and intracavity power enhancement. The experimental setup of the upconverter is show in Fig. 1. A 976 nm fiber coupled laser diode is used to pump the Yb:KGW crystal. The main laser cavity is formed between mirrors M1, M2 (dichroic), M3 (dichroic) and M4. The external cavity is composed of lens L5 and a blazed diffraction grating at 1  $\mu\text{m}$ . The generated laser radiation is tunable between 1050-1090 nm and mixes in a 5mm PPLN crystal with the incoming IR image. The cavity provides a pump beam radius of 200  $\mu\text{m}$  and 250  $\mu\text{m}$  in the laser crystal and PPLN, respectively. The upconverted image is recorded in a Si CCD camera.



**Fig. 1** Experimental setup for the Yb:KGW upconverter. **Fig. 2** Upconverter field-of-view enhancement for different pump spectral shapes.

Fig. 2 plots the upconverted image (630 nm) of a pattern of vertical lines illuminated with a 1554 nm IR signal and different pump spectra. As it can be seen in Fig. 2(a), when pumped with a single wavelength which satisfies perfect QPM (~1059 nm) only near collinear angles are upconverted. In contrast, an adequate pump bandwidth and spectral amplitudes distribution can provide broad and smooth upconverted area (Fig. 2(b)). Thus, our system proves useful for the construction of compact and efficient upconverters with broad tunability and upconverted area. Further details on achievable tunability, intracavity pump power and increase of the field-of-view will be given in the conference.

#### References

- [1] J. Midwinter, "Image conversion from 1.6  $\mu\text{m}$  to the visible in lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.* **12**(3), 68–70 (1968).
- [2] C. Pedersen, Q. Hu, L. Høgstedt, P. Tidemand-Lichtenberg, and J. S. Dam, "Non-collinear upconversion of infrared light," *Opt. Express* **22**, 28027–28036 (2014).
- [3] H. Maestre, A. J. Torregrosa, and J. Capmany, "IR Image upconversion using band-limited ASE illumination fiber sources," *Opt. Express* **24**, 8581 (2016).
- [4] R. Demur, R. Garioud, A. Grisard, E. Lallier, L. Leviandier, L. Morvan, N. Treps, and C. Fabre, "Near-infrared to visible upconversion imaging using a broadband pump laser," *Opt. Express* **26**, 13252 (2018).





## 8 Bibliografía

- [1] J.E. Midwinter, "Image conversion from 1.6  $\mu\text{m}$  to the visible in lithium niobate", Appl. Phys. Lett. 12, 68 (1968).
- [2] J.E. Midwinter, "Infrared Upconversion in lithium niobate with large bandwidth and solid acceptance angle", Appl. Phys. Lett. 14, 29 (1969).
- [3] C. Pedersen, E. Karamehmedović, J. Seidelin Dam, P. Tidemand-Lichtenberg, "Enhanced 2D image upconversion using solid state lasers, Opt.Express 17(23), 20885-20890 (2009).
- [4] S. Baldelli, "Sensing: Infrared image upconversion", Nat. Photonics 5, p75 (2011).
- [5] J. Seidelin Dam, P. Tidemand-Lichtenberg and C. Pedersen, "Room-temperature mid-infrared single-photon spectral imaging," Nat. Photonics 6, p 788 (2012).
- [6] V.G. Dmitrev et al. en "Handbook of Nonlinear Optical Crystals", Springer Series in Optical Sciences, Vol. 64, ISBN 978-3-540-46793-9
- [7] D.S. Hum, M.M. Fejer, "Quasi-phasematching", Comptes Rendus Physiques 8, 180-195 (20017).
- [8] J. Armstrong et al., "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric", Phys. Rev. 127, 1918 (1962).
- [9] R. G. Smith, IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 505 (1968).
- [10] J. Seidelin Dam, C. Pedersen, P. Tidemand-Lichtenberg, "High-resolution two-dimensional image upconversion of incoherent light", Opt. Lett. 35(22), 3796-3798 (2010).
- [11] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances", IEEE J. Quantum. Electron. QE-28, 2631-2654 (1992).
- [12] Jeppe Seidelin Dam, Christian Pedersen, and Peter Tidemand-Lichtenberg, "Theory for upconversion of incoherent images," Opt. Express 20, 1475-1482 (2012)
- [13] Qi Hu, Jeppe Seidelin Dam, Christian Pedersen, and Peter Tidemand-Lichtenberg, "High-resolution mid-IR spectrometer based on frequency upconversion," Opt. Lett. 37, 5232-5234 (2012)
- [14] Louis Martinus Kehlet, Peter Tidemand-Lichtenberg, Jeppe Seidelin Dam, and Christian Pedersen, "Infrared upconversion hyperspectral imaging," Opt. Lett. 40, 938-941 (2015)

- [15] Louis Martinus Kehlet, Nicolai Sanders, Peter Tidemand-Lichtenberg, Jeppe Seidelin Dam, and Christian Pedersen, "Infrared hyperspectral upconversion imaging using spatial object translation," *Opt. Express* 23, 34023-34028 (2015)
- [16] 10. T. W. Neely, L. Nugent-Glandorf, F. Adler, and S. A. Diddams, *Opt. Lett.* 37, 4332 (2012).
- [17] T. Umeki, M. Asobe, T. Yanagawa, O. Tadanaga, Y. Nishida, K. Suzuki, *J. Opt. Soc. Am. B* 26, 2315 (2009).
- [18] N. Sanders, J. S. Dam, O. B. Jensen, P. Tidemand-Lichtenberg, and C. Pedersen, *Proc. SPIE* 8604, 86040R (2013).
- [19] Ajanta Barh, Christian Pedersen, and Peter Tidemand-Lichtenberg, "Ultra-broadband mid-wave-IR upconversion detection," *Opt. Lett.* 42, 1504-1507 (2017)
- [20] A. J. Torregrosa, H. Maestre, and J. Capmany, "Intra-cavity upconversion to 631 nm of images illuminated by an eye-safe ASE source at 1550 nm," *Opt. Lett.* 40, 5315-5318 (2015)
- [21] H. Maestre, A. J. Torregrosa, and J. Capmany, "IR Image upconversion using band-limited ASE illumination fiber sources," *Opt. Express* 24, 8581-8593 (2016)
- [22] H. Maestre, A. J. Torregrosa and J. Capmany, "IR Image Upconversion Under Dual-Wavelength Laser Illumination," in *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, no. 6, pp. 1-8, Dec. 2016, Art no. 6901308.
- [23] H. Maestre, A. J. Torregrosa, C. R. Fernández-Pousa, and J. Capmany, "IR-to-visible image upconverter under nonlinear crystal thermal gradient operation," *Opt. Express* 26, 1133-1144 (2018)
- [24] J. Capmany, A. J. Torregrosa, H. Maestre and M. L. Rico, "Miniaturized intra-cavity image up-conversion system based in a 1342 nm YVO4:Nd<sup>3+</sup> laser using Type II phase matching in a bulk KTP crystal combined with a polarizing beam splitter," 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), Munich, 2017, pp. 1-1
- [25] A. J. Torregrosa, H. Maestre, M. L. Rico, and J. Capmany, "Compact self-illuminated image upconversion system based on intracavity second-harmonic generation," *Opt. Lett.* 43, 5050-5053 (2018)
- [26] Laurent Huot, Peter Morten Moselund, Peter Tidemand-Lichtenberg, Lasse Leick, and Christian Pedersen, "Upconversion imaging using an all-fiber supercontinuum source," *Opt. Lett.* 41, 2466-2469 (2016).

[27] Ashik A. S., Callum F. O'Donnell, S. Chaitanya Kumar, M. Ebrahim-Zadeh, P. Tidemand-Lichtenberg, and C. Pedersen, "Mid-infrared upconversion imaging using femtosecond pulses," *Photon. Res.* 7, 783-791 (2019).

[28] Tseng, Y-P., Pedersen, C., & Tidemand-Lichtenberg, P. "Upconversion detection of long-wave infrared radiation from a quantum cascade laser." *Optical Materials Express*, 8(5), 1313-1321 (2018).

[29] Tseng, Y-P., Bouzy, P., Pedersen, C., Stone, N., & Tidemand-Lichtenberg, P.. Upconversion raster scanning microscope for long-wavelength infrared imaging of breast cancer microcalcifications. *Biomedical Optics Express*, 9(10), 4979-4987 (2018).

[30] Shuzhen Fan, Feng Qi, Takashi Notake, Kouji Nawata, Yuma Takida, Takeshi Matsukawa, and Hiroaki Minamide, "Diffraction-limited real-time terahertz imaging by optical frequency up-conversion in a DAST crystal," *Opt. Express* 23, 7611-7618 (2015)

[31] P. F. Tekavec, V. G. Kozlov, I. McNee, Y. Lee and K. Vodopyanov, "Real time THz imaging based on frequency upconversion," 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), Hong Kong, 2015, pp. 1-1.

[32] J. Nallala, G. R. Lloyd, M. Hermes, N. Shepherd, and N. Stone, "Enhanced spectral histology in the colon using high-magnification benchtop FTIR imaging," *Vib. Spectrosc.* 91, 83–91 (2016).

[33] H. Amrania, G. Antonacci, C. H. Chan, L. Drummond, W. R. Otto, N. A. Wright, and C. Phillips, "Digistain: a digital staining instrument for histopathology," *Opt. Express* 20, 7290–7299 (2012).

[34] R. Bhargava, "Infrared spectroscopic imaging: the next generation," *Appl. Spectrosc.* 66, 1091–1120 (2012).

[35] D. C. Fernandez, R. Bhargava, S. M. Hewitt, and I. W. Levin, "Infrared spectroscopic imaging for histopathologic recognition," *Nat. Biotechnol.* 23, 469–474 (2005).

[36] A. Travo, O. Piot, R. Wolthuis, C. Gobinet, M. Manfait, J. Bara, M. E. Forgue-Lafitte, and P. Jeanneson, "IR spectral imaging of secreted mucus: a promising new tool for the histopathological recognition of human colonic adenocarcinomas," *Histopathology* 56, 921–931 (2010).

[37] Kim, S. et al. Potential and challenges for mid-infrared sensors in breath diagnostics. *IEEE Sensors J.* 10, 145–158 (2010).

[38] McCurdy, M. R., Bakhirkin, Y., Wysocki, G., Lewicki, R. & Tittel, F. K. Recent advances of laser-spectroscopy based techniques for applications in breath analysis. *J. Breath Res.* 1, 014001 (2007).

[39] Song, G. et al. Quantitative breath analysis of volatile organic compounds of lung cancer patients. *Lung Cancer* 67, 227–231 (2010).

[40] M. N. Abedin, M. G. Mlynczak, and T. F. Refaat, “Infrared detectors overview in the short-wave infrared to far-infrared for CLARREO mission,” *Proc. SPIE* 7808, 780801 (2010).

[41] W. Wang, S. Liang, T. He, and O. Shi, “Estimating clear-sky all-wave net radiation from combined visible and shortwave infrared (VSWIR) and thermal infrared (TIR) remote sensing data,” *Remote Sens. Environ.* 167, 31–39 (2015).

[42] J. Li, U. Parchatka, R. Königstedt, and H. Fischer, “Real-time measurements of atmospheric CO using a continuous-wave room temperature quantum cascade laser based spectrometer,” *Opt. Express* 20, 7590–7601 (2012).

[43] J. Houghton, “Global warming,” *Rep. Prog. Phys.* 68, 1343–1403 (2005).

[44] D. F. Meer, H. M. A. Werff, F. J. A. Ruitenbeek, C. A. Hecker, W. H. Bakker, M. F. Noomen, M. Meijde, E. J. M. Carranza, J. B. Smeth, and T. Woldai, “Multi and hyperspectral geologic remote sensing: A review,” *Int. J. Appl. Earth Obs. Geinf.* 14, 112–128 (2012).

[45] Z. W. Sun, M. Försth, Z. S. Li, B. Li, and M. Aldén, “Mid-infrared polarization spectroscopy: A tool for in situ measurements of toxic gases in smoke-laden environments,” *Fire Mater.* 35, 527 (2011).

[46] C. Lamberti, A. Zecchina, E. Groppo and S. Bordiga. “Probing the surfaces of heterogeneous catalysts by in situ IR spectroscopy,” *Chem. Soc. Rev.* 39(12), (2010)

[47] D.-W. Sun, *Hyperspectral Imaging for Food Quality Analysis and Control* (Academic, 2010).

[48] L. Becker, "Influence of IR sensor technology on the military and civil defense," *Proc. SPIE* 6127, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices III, 61270S (2006).

[49] C. Bauer, A. K. Sharma, U. Willer, J. Burgmeier, B. Braunschweig, W. Schade, S. Blaser, L. Hvozdar, A. Müller, and G. Holl, “Potentials and limits of mid-infrared laser spectroscopy for the detection of explosives,” *Appl. Phys. B* 92, 327–333 (2008).

[50] Tseng, Y-P., Bouzy, P., Pedersen, C., Stone, N., & Tidemand-Lichtenberg, P. (2018). “Upconversion raster scanning microscope for long-wavelength infrared imaging of breast cancer microcalcifications,” *Biomedical Optics Express*, 9(10), (2018).

- [51] M. Cuenca, H. Maestre, A. J. Torregrosa, and J. Capmany, "External-Cavity Yb:KGW IR-to-Visible Image Upconverter," in *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C)*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019), paper JTh3A.35.
- [52] Saleh, Bahaa & Teich, Malvin. (2019). *Fundamentals of Photonics*, 3rd Edition.
- [53] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.
- [54] Compact-Blue-Green-Lasers, William P. Risk, Timothy R. Gosnell y Arto V. Nurmikko
- [55] Paschotta, Rüdiger, "Sum and Difference Frequency Generation", *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*
- [56] Paschotta, Rüdiger, "Saturable Absorbers", *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*
- [57] Paschotta, Rüdiger, "Two-photon Absorption", *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*
- [58] Edmund Optics, "Gaussian Beam Propagation", recuperado de <https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/lasers/gaussian-beam-propagation/>
- [59] Koechner, Walter. (2006). *Solid-State Laser Engineering*. 10.1007/0-387-29338-8.
- [60] W. Rigrod, "Diffraction loss of stable optical resonators with internal limiting apertures," in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 11, pp. 1679-1685, November 1983, doi: 10.1109/JQE.1983.1071787.
- [61] K. Kogelnik, T. Li: *Appl. Opt.* 5, 1550 (1966); and *Proc. IEEE* 54, 1312 (1966)
- [62] R. Paschotta, article on 'tunable lasers' in the RP Photonics Encyclopedia, accessed on 2020-09-09
- [63] F. J. Duarte, *Tunable Laser Optics*, 2nd Edition (CRC, New York, 2015) ISBN: 9781482245295
- [64] T.W. Hänsch, *Appl. Opt.* 11, 895 (1982)
- [65] M. G. Littman, *Opt. Lett.* 3, 138 (1978)
- [66] R. Paschotta, article on 'external-cavity diode lasers' in the *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1. edition October 2008, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3
- [67] Lin, H. & Yu, S. & Shi, C. & Lv, X. & Lv, P. & Xie, Z. & Zhao, Guozhong & Zhu, S.. (2017). Extended Sellmeier equation for the extraordinary refractive index of 5% MgO-doped congruent LiNbO<sub>3</sub> at high temperature. *AIP Advances*. 7. 095201. 10.1063/1.4994104.

- [68] Gayer, O., Sacks, Z., Galun, E. *et al.* Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. B* **91**, 343–348 (2008). <https://doi.org/10.1007/s00340-008-2998-2>
- [69] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [70] Powers, P. E., “Fundamentals of nonlinear optics,” CRC Press, 2011
- [71] Smith, A., "Crystal Nonlinear Optics with SNLO examples," (2015).
- [72] Holden H, Karlsen K H, Lie K A, and Risebro N H (2010) Splitting Methods for Partial Differential Equations with Rough Solutions, European Mathematical Society (Zürich)
- [73] Strang, Gilbert. *On the construction and comparison of difference schemes*. SIAM Journal on Numerical Analysis 5.3 (1968): 506-517
- [74] Takunori Taira, William M. Tulloch, and Robert L. Byer, "Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers," *Appl. Opt.* **36**, 1867-1874 (1997)
- [75] A. Brenier, G. Métrat, N. Muhlstein, F. Bourgeois and G. Boulon, “Growth by the top nucleated floating crystal method and spectroscopic properties of Yb<sup>3+</sup>-doped KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>,” *Optical Materials* 16, 189-192 (2001)
- [76] Breede, M & Hoffmann, S & Zimmermann, J & Struckmeier, J & Hofmann, Marc & Kleine-Ostmann, T & Knobloch, P & Koch, Martin & Meyn, Jan-Peter & Matus, Marcelo & Koch, S.W & Moloney, J.V. (2002). Fourier-transform external cavity lasers. *Optics Communications*. 207. 261-271. 10.1016/S0030-4018(02)01451-7.