

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Programa de Posgrado en Ciencias
en Óptica**

**Fuente intensa de luz roja hecha con cristales
ferroeléctricos aperiódicamente polarizados**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

Juan Eduardo González Ramírez

Ensenada, Baja California, México
2015

Tesis defendida por

Juan Eduardo González Ramírez

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Dr. Diego Ruben Yankelevich Gorfinkiel

Dr. Anatoly Khomenko

Dr. Israel Rocha Mendoza



Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Juan Eduardo González Ramírez © 2015

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor

Resumen de la tesis que presenta Juan Eduardo González Ramírez como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

**Fuente intensa de luz roja hecha con cristales
ferroeléctricos aperiódicamente polarizados**

Resumen aprobado por:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director de Tesis

Una fuente de radiación coherente de mucho interés en la actualidad es el oscilador óptico paramétrico (OPO, por sus siglas en inglés, *Optical Parametric Oscillator*) pues se le han encontrado una gran variedad de aplicaciones en diversas áreas, tanto en óptica no lineal como en espectroscopía, metrología e incluso en áreas de diagnóstico; uno de los principales motivos de interés en estos dispositivos es que pueden diseñarse de manera tal que emitan en regiones espectrales que no son posibles de lograr con los láseres.

La formación de imágenes fotoacústicas es una técnica de diagnóstico que se basa en la detección de ondas acústicas inducidas en tejido biológico por la absorción de radiación electromagnética. Para dicha técnica es deseable en algunos casos contar con fuentes de radiación cuya emisión tenga características específicas dependiendo del tejido bajo observación.

En este trabajo se presenta el diseño, fabricación y caracterización de una fuente de luz que convierte la radiación de 1064 nm de longitud de onda emitida por un láser de Nd:YAG pulsado a pulsos de luz en la región roja del espectro. En particular se hicieron diferentes diseños cuyas emisiones tienen longitudes de onda de 640 nm o de 710 nm, siendo esta última de gran interés para emplearse en la formación fotoacústica de imágenes de microcalcificaciones en tejido mamario.

La conversión a luz roja se logró usando un solo cristal de LiNbO_3 aperiódicamente polarizado dentro de una cavidad resonante y en el cual ocurren dos procesos ópticos no lineales en cascada: generación óptica paramétrica y generación de suma de frecuencias. Los pulsos de luz roja obtenidos tienen anchos temporales (FWHM) de 9 ns y se lograron conseguir pulsos con energías de hasta ~ 1.2 mJ.

Palabras clave: Oscilación óptica paramétrica, generación óptica paramétrica, generación de suma de frecuencias, cuasiempatamiento de fases, niobato de litio, APLN.

Abstract of the thesis presented by Juan Eduardo González Ramírez as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics

**Development of an intense red light source
made with aperiodically poled ferroelectric crystals**

Abstract approved by:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Thesis Director

An optical parametric oscillator (OPO) is a source of coherent radiation that has a variety of applications in various areas like nonlinear optics, spectroscopy, metrology, optical communications and even in medicine area, both in surgery as in diagnosis; one of the main reasons for interest in these devices is that they can be designed to emit in spectral regions that are not possible with lasers.

Photoacoustic imaging is a diagnostic technique which is based on the detection of acoustic waves induced in biological tissue by the absorption of electromagnetic radiation. This technique needs a radiation source in which its emission has specific characteristics that depend on the tissue under observation.

This thesis presents the design, construction and characterization of a light source that converts the 1064 nm wavelength radiation emitted by a Nd:YAG laser to a light in red region of the spectrum. In particular we present different designs whose emissions have wavelengths of 640 nm and 710 nm, being the latter of great interest due to its application in photoacoustic imaging of microcalcifications in breast tissue.

Conversion to red light is achieved using a single crystal of LiNbO₃ aperiodically polarized within a resonant cavity and in which two cascaded nonlinear optical processes occur: optical parametric generation and sum-frequency generation. The red light pulses obtained have temporal widths of 9 ns (FWHM) and with energies up to ~ 1.2 mJ .

Keywords: Optical parametric oscillation, optical parametric generation, sum-frequency generation, quasi phase matching, lithium niobate, APLN.

A mis padres

*Los principales impulsores para alcanzar mis sueños.
Por todo su amor y comprensión.*

A mi esposa

Por permanecer a mi lado y recorrer la vida junto a mi.

Fortunately, we are living in a nonlinear world. (Y. Shen)

Agradecimientos

A mis padres **Aarón** y **Ma. Guadalupe**, por el apoyo incondicional que me han brindado en cada decisión que he tomado. Por estar siempre al pendiente de mí a pesar de la distancia. Y sobre todo, por su amor y cariño incondicional.

A mi esposa **Liliana Orizel**, por su amor infinito hacia mí, por estar a mi lado en todo momento y ayudarme a levantarme cuando me he caído, por ser mi compañera en esta vida y ser pieza fundamental para poder culminar esta aventura. Lili, no lo hubiera logrado sin ti, te amo.

A mis hermanos **Javier** y **Jesús**, por su apoyo en todo momento, por todos esos momentos que pasamos juntos, y por darme esos maravillosos sobrinos: **Nora**, **Aarón**, **Miriam** y **Guadalupe**; y al sobrino que viene en camino: te espero con ansias.

A mi asesor de tesis **Dr. Roger Cudney** por darme la oportunidad de ser parte de su grupo de trabajo, por brindarme asesoría, su tiempo y paciencia para poder realizar este trabajo. Por escucharme y comprenderme cuando lo necesité, además de brindarme su apoyo y aconsejarme en momentos difíciles.

A los miembros del comité, el **Dr. Diego Yankelevich**, **Dr. Israel Rocha** y **Dr. Anatoly Khomenko** por su tiempo dedicado y por las valiosas observaciones y sugerencias aportadas las cuales contribuyeron en el mejoramiento de este trabajo.

Al M. en C. **Luis Antonio Ríos**. Luis, quiero darte las gracias por todo lo que hiciste por mí no solo por tantas horas que dedicaste a ayudarme para realizar este trabajo, sino también por ayudarme con cualquier dificultad que se me presentó durante mi estancia en Ensenada, y porque siempre tuviste un momento para escucharme y aconsejarme. Realmente fue un placer conocerte y trabajar contigo. ¡Gracias por tu amistad!

Al técnico **Javier Dávalos**, quien también contribuyó de gran manera en la realización de este trabajo y con quien también compartí gratos momentos inolvidables, además de buena comida.

A mis compañeros de grupo: **Joel, Elier, Citlali** por esos momentos agradables que pasé con ustedes; **Daniel Stauffert** por su amistad y sobre todo por sus consejos y la ayuda que siempre estuvo dispuesto a darme para poder resolver algunas dificultades que se presentaron en la realización de este trabajo y otras fuera de él. Agradezco especialmente a mi gran amiga **Miriam Carrillo**, mi colega en los procesos de conversión de frecuencias y con quien compartí momentos inolvidables; gracias por tu apoyo, consejos y por el intercambio de ideas que permitió resolver muchas dudas.

A todos los compañeros y amigos que he conocido durante estos largos años de mi estancia en CICESE. Tengo grandes recuerdos con cada uno de ustedes. Agradecimiento especial a **Luis Felipe Devia, Anna Shlyagina, Bonifacio Can y Berenice Montes**, pues además de brindarme su amistad, su apoyo fue muy importante sobre todo en la parte final de esta etapa.

A todas las personas que forman parte del departamento de óptica. Especialmente al **Dr. Pedro Negrete, Carmen Ochoa, Isaac Fimbres y Marcia Padilla**, por su apoyo en sus respectivas áreas.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, por darme la oportunidad de ser parte de su comunidad estudiantil.

Al **CONACyT** por el apoyo financiero que me dio para la realización de mis estudios de posgrado.

Tabla de contenido

	Página
Resumen español	iii
Resumen inglés	iv
Dedicatorias	v
Agradecimientos	vi
Lista de figuras	x
Lista de tablas	xiv
Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Objetivo de la tesis.....	2
1.2 Conceptos básicos.....	3
1.3 Estructura de la tesis.....	5
Capítulo 2. Óptica no lineal	7
2.1 Procesos ópticos no lineales de segundo orden.....	7
2.1.1 Generación óptica paramétrica.....	10
2.1.2 Generación de suma de frecuencias.....	18
Capítulo 3. Cuasiempatamiento de fases y ferroeléctricos	22
3.1 Cuasiempatamiento de fases.....	22
3.2 Ferroeléctricos.....	25
3.3 Niobato de Litio.....	26
Capítulo 4. Diseño de fuente de luz que emite en el intervalo rojo del espectro	31
4.1 Conversión de luz infrarroja a roja mediante procesos no lineales en cascada.....	31
4.2 Estructuras secuencialmente periódicas.....	33
4.3 Estructuras aperiódicas.....	35
4.4 Fuente de luz roja.....	39
4.4.1 Desarrollo experimental.....	41
4.4.2 Resultados.....	46

Capítulo 5. Conversión eficiente de luz infrarroja a luz roja por procesos no lineales en cascada en un APLN	52
5.1 Modelo de fuente de luz roja con $\lambda_r = (2/3) \lambda_p$	52
5.1.1 Pulsos de bombeo simulados por computadora.....	59
5.1.2 Pulsos de luz roja simulados por computadora	61
5.1.3 Energía de pulsos de luz roja.....	63
5.2 Desarrollo experimental.....	66
5.3 Resultados experimentales.....	68
5.4 Empleo de la fuente de luz para formación de imágenes.....	77
 Capítulo 6. Conclusiones	 82
 Lista de referencias bibliográficas.....	 84

Lista de figuras

Figura		Página
1	Esquema básico del dispositivo para generar luz roja.....	2
2	Modelo de Lorentz. (a) en estado de equilibrio, (b) y (c) el sistema oscila al interactuar con un campo electromagnético.....	7
3	(a) Esquema de la generación óptica paramétrica y (b) el correspondiente diagrama de energía de los átomos del medio, donde el estado indicado con línea continua indica estado real; mientras que los estados indicados con líneas discontinuas se refieren a estados virtuales	11
4	Empatamiento de fases. Las ondas de frecuencia ω_s generadas en el medio están en fase e interfieren constructivamente	12
5	(a) Esquema de la generación de suma de frecuencias y (b) su correspondiente diagrama de energía, donde el estado indicado con línea continua indica estado real; mientras que los estados indicados con líneas discontinuas se refieren a estados virtuales.....	18
6	Gráfica de la función $Sinc^2(\Delta k L/2)$ vs $(\Delta k L/2)$. La intensidad del campo eléctrico es directamente proporcional al valor de esta función.....	21
7	Desempatamiento de fases en OPG. Las ondas de frecuencia ω_s generadas en el medio no están completamente en fase por lo que la interferencia en general no es constructiva.	23
8	Cuasiempatamiento de fases. Las ondas que se generan en diferentes regiones del medio interfieren, ahora sí, constructivamente	24
9	Curva de polarización espontánea de un ferroeléctrico.....	25
10	Estructura del niobato de litio.....	27
11	Orientación de los ejes cristalográficos.....	28
12	Generación de luz roja mediante SHG+OPG.....	31
13	Generación de luz roja mediante OPG+SHG.....	32
14	Espectro de Transmitancia del niobato de litio.....	32
15	Generación de luz roja mediante OPS+SFG.....	33

16	Procesos no lineales en cascada en un cristal secuencialmente periódico.....	33
17	Procesos no lineales en cascada en una estructura aperiódicamente polarizada.....	36
18	Variación espacial de la no linealidad.....	39
19	Mascarilla con 6 diseños en película holográfica.....	43
20	Diagrama experimental de fuente de luz roja.....	44
21	Oscilador óptico paramétrico.....	46
22	Luz roja generada por el oscilador.....	47
23	(a) Espectro de la luz roja y (b) energía por pulso obtenida con el diseño R1 bombeado con un láser de Nd:YAG y cristal con $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}.$..	48
24	(a) Espectro de la luz roja y (b) energía por pulso obtenida con el diseño R2 bombeado con un láser de Nd:YAG y cristal con $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}.$..	48
25	(a) Espectro de la luz roja y (b) energía por pulso obtenida con el diseño R3 bombeado con un láser de Nd:YAG y cristal con $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}.$..	49
26	(a), (c) y (e) Espectros de la luz roja y (b), (d) y (f) energía por pulso obtenida con los diseños R4, R5 y R6, respectivamente, bombeados con un láser de Nd:YAG y cristal a una temperatura $T=40\text{ }^{\circ}\text{C}.$	51
27	Esquema del proceso de simulación. Un pulso de bombeo incidente se secciona en pequeños elementos de tiempo dt y se hace propagar dentro de la cavidad resonante la cual contiene al cristal APLN.....	54
28	En rojo se muestra el pulso generado por la simulación y la línea discontinua representa la envolvente gaussiana.....	60
29	Evolución temporal de un pulso de bombeo de entrada obtenido experimentalmente y uno generado por la simulación, también antes de propagarse por el cristal.....	61
30	Evolución temporal de dos pulsos de bombeo, antes de haber ingresado a la cavidad resonante (Magenta) y al salir de ella (Rosa), generados por la simulación para dos diferentes temperaturas de trabajo, estas evoluciones temporales se obtuvieron de un promedio de 100 simulaciones.....	62

31	Evolución temporal de dos pulsos de luz roja generados por la simulación para dos diferentes temperaturas de trabajo, estas evoluciones temporales se obtuvieron de un promedio de 100 simulaciones.....	62
32	Evolución temporal de dos pulsos de la onda señal generados por la simulación para dos diferentes temperaturas de trabajo, estas evoluciones temporales se obtuvieron de un promedio de 100 simulaciones.....	63
33	Simulación de la energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo incidente.....	64
34	Interacción de la energía de las ondas dentro del cristal para un segmento de los pulsos en un viaje de (a) ida y (b) vuelta.....	65
35	Simulación de la energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo incidente para dos factores de peso diferentes...	66
36	Diagrama experimental de la fuente de luz roja.....	67
37	Espectro de transmitancia de los espejos de la cavidad. (a) Región VIS (b) Región IR.....	67
38	Espectro de la luz roja obtenida con el diseño R7.....	68
39	Espectros de la luz roja obtenida con el diseño R9 en diferentes casos de temperatura del cristal.....	70
40	Espectros de la luz roja obtenida con el diseño R11 en diferentes casos de temperatura del cristal.....	71
41	Energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo para los diseños R7 y R8.....	72
42	Energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo para los diseños R9 y R10.....	73
43	Diagrama experimental de la fuente de luz roja con el que se obtuvieron las evoluciones temporales de los pulsos.....	74
44	Evolución temporal de pulsos de bombeo y rojos a la salida del cristal y para diferentes valores de energía incidente	75
45	Fracción de la energía de bombeo y (b) energía de bombeo convertida a otras frecuencias. En (b) se muestra, a modo de comparación, la energía convertida a luz roja por el diseño.....	77

46	Diagrama que representa la ventana óptica en la piel.....	78
47	Coeficiente de extinción en la región VIS-NIR para diferentes compuestos biológicos.....	79
48	Diagrama experimental para la formación de imágenes fotoacústicas	80
49	Imágenes obtenidas de un tejido fantasma mediante las técnicas (a) UBM y (b) PAI.....	81

Lista de tablas

Tabla		Página
1	Datos de diseños de estructuras aperiódicas.....	42
2	Datos de diseños de estructuras aperiódicas para la conversión eficiente a luz roja.....	67

Capítulo 1. Introducción

Actualmente el láser ha encontrado un gran campo de aplicación en el área de la medicina tanto en aplicaciones quirúrgicas como de diagnóstico pues actúa sobre regiones muy selectivas produciendo un daño mínimo en tejidos adyacentes, además que son pocos los efectos secundarios que surgen al utilizarse sobre tejidos. Algunas de las aplicaciones en esta área emplean una fuente de luz cuya emisión está en la región roja del espectro; por ejemplo, para el tratamiento de melanoma (Polla et al, 1987), destrucción de folículo piloso (Grossman et al, 1996) y para remoción de tatuajes (Goldman et al, 1965), entre muchas otras cosas, se ha empleado con éxito el láser de rubí. También se ha utilizado el láser de He-Ne para la medición del flujo de sangre capilar utilizando la técnica de espectroscopía laser-Doppler (De Mul et al, 1984) e incluso se ha utilizado en dermatología para el tratamiento de manchas en la piel, o como auxiliares para estimular la regeneración de tejido en cicatrices.

El uso de una fuente de luz roja pulsada es útil en técnicas de diagnóstico, como en la técnica denominada formación fotoacústica de imágenes, la cual se basa en la detección de ondas acústicas inducidas en tejido por la absorción de un pulso láser de entre 5 y 10 ns (nano segundos) de duración; puesto que la sangre presenta alta absorción para longitudes de onda menores a 600 nm (nano metros), y además la profundidad media de penetración óptica en la región entre 600 - 1000 nm es del orden de centímetros (Emelianov et al, 2006), es imprescindible el uso de una fuente de luz con estas características. Aunque actualmente existen láseres que emiten este tipo de pulsos, éstos son, en general, poco eficientes.

Por otro lado, un láser común al que también se le han encontrado una gran cantidad de aplicaciones debido a sus muy particulares características, es el láser de Nd:YAG. Este láser suele encontrarse en casi cualquier laboratorio y tienen la ventaja de ser altamente eficientes cuando su línea de emisión es 1064 nm pues su ancho de banda de ganancia es relativamente pequeño y presenta una ganancia considerable aun cuando la intensidad del bombeo sea baja. Resulta entonces conveniente emplear estos láseres y convertir su haz de emisión a uno en la región roja del espectro.

En trabajos recientes se ha propuesto el uso de osciladores ópticos paramétricos, conocidos como OPO (Optical Parametric Oscillators), que emplean cristales ferroeléctricos aperiódicamente polarizados en los que, mediante procesos ópticos no lineales, se obtiene la luz en la región roja del espectro; por ejemplo, Figen y Akin (2014) presentaron un dispositivo (OPO) que emite a 632 nm empleando un láser de Nd: YAG como fuente de bombeo y que además emplea un diodo láser de 1550 nm para “semillar” el OPO.

1.1 Objetivo de la tesis.

El objetivo principal de este trabajo de tesis es diseñar y construir una fuente de luz roja intensa con características tales que pueda ser considerada para emplearse como fuente de luz para la técnica de formación fotoacústica de imágenes para aplicaciones biomédicas. La fuente también empleará un cristal ferroeléctrico aperiódicamente polarizado pero, a diferencia del dispositivo presentado por Figen, nuestra fuente de luz empleará únicamente el láser de Nd:YAG como fuente de bombeo y no estará limitado a emitir a 632 nm, sino que con la técnica empleada se puede conseguir una emisión arbitraria en la región roja del espectro.

Para lograr este objetivo, se construirá la fuente de luz roja cuyo esquema básico se muestra en la Figura 1, esta constará de un cristal ferroeléctrico aperiódicamente polarizado (medio no lineal) dentro de una cavidad resonante conformada por dos espejos dieléctricos. El cristal se diseñará de tal forma que dentro de éste ocurrirán dos procesos ópticos no lineales que conviertan la luz infrarroja, proveniente del láser, en luz roja.

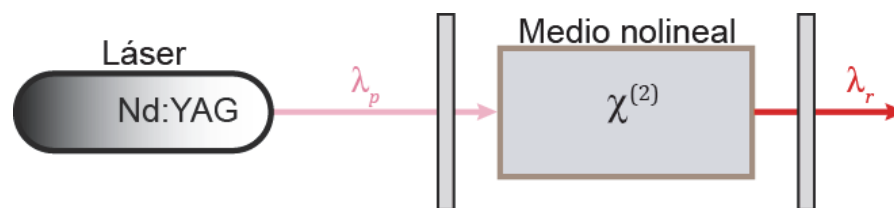


Figura 1. Esquema básico del dispositivo para generar luz roja.

Como fuente de bombeo se empleará un láser de Nd:YAG pulsado, emitiendo con una longitud de onda $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$, y para realizar la conversión a la región roja del espectro emplearemos la técnica de cuasiempatamiento de fases en un cristal ferroeléctrico de niobato de litio (LiNbO_3).

Además se obtendrá un modelo matemático que describa el proceso de conversión de la luz infrarroja a roja y se hará una simulación por computadora de dicho modelo.

A continuación se describe en forma breve algunos conceptos que permiten entender el proceso que se sigue para obtener la luz roja.

1.2 Conceptos básicos.

Después de que en 1961 Franken, et. al. obtuvieran el segundo armónico de la emisión de un láser de rubí (es decir, una emisión con el doble de frecuencia) empleando un cristal de cuarzo como medio no lineal, el interés en el campo de la óptica no lineal ha crecido continuamente. Actualmente los estudios se centran principalmente en el estudio de la interacción de luz intensa con la materia y en obtener aplicaciones prácticas tales como la conversión de frecuencias.

La importancia de los procesos de conversión de frecuencias radica en el hecho de que es posible obtener emisiones muy específicas, en cuanto a longitud de onda de la emisión e intensidades pico, entre otras cosas, que no son posibles obtener con láseres.

Los procesos de conversión de frecuencias que se emplean para este trabajo son una consecuencia de fenómenos ópticos no lineales de segundo orden, fenómenos en los que la polarización de un medio no lineal depende del cuadrado del campo eléctrico incidente. Entre los fenómenos no lineales de segundo orden de conversión de frecuencias podemos mencionar a la Generación Óptica Paramétrica, Generación de Suma de Frecuencias, Generación de Segundo Armónico, Generación de Diferencia de

Frecuencias, entre otros, siendo los dos primeros fenómenos mencionados los de interés principal para la realización de esta tesis.

Para lograr la conversión de frecuencias es necesario empatar las fases de las ondas que se generan en el medio no lineal para que exista interferencia constructiva entre ellas, y esto requiere que tanto la onda incidente como las ondas que se generan tengan la misma velocidad de fase, como se explicará más adelante. Para lograr este empatamiento de fases, se suelen emplear medios anisotrópicos como los cristales birrefringentes. Mediante esta técnica, denominada técnica de empatamiento de fases, se pueden obtener eficiencias de conversión muy altas; sin embargo, no siempre es posible utilizar esta técnica ya que existen algunas limitaciones que podrían impedir lograr una conversión específica.

Otra técnica para asegurar que las ondas interfieran constructivamente es la denominada cuasiempatamiento de fases. Aquí las fases de ondas generadas a lo largo del medio no lineal no se mantienen perfectamente en fase, pero sí se limitan de tal manera que no haya interferencia destructiva entre ellas. Esto se logra utilizando un medio cuya no linealidad no es homogénea sino que varía periódicamente a lo largo del medio. Esta variación periódica es una simple alternación del signo de la no linealidad específica para el proceso no lineal que se desea obtener. Por ejemplo, si se desea obtener el segundo armónico de un haz de 1064 nm de longitud de onda utilizando niobato de litio como medio no lineal, se requiere que éste tenga una alternación del signo de la no linealidad con un periodo espacial de 6.7 μm , mientras que para obtener generación óptica paramétrica con el mismo haz y el mismo material se requiere una periodicidad de entre 25 y 31 μm . Esta variación de la no linealidad se puede obtener fácilmente en cristales ferroeléctricos, como el niobato de litio, como se explicará más adelante en los capítulos 3 y 4. La técnica de cuasiempatamiento de fases tiene la ventaja de que dependiendo del cristal que se emplee, podría lograrse conversiones de frecuencias que no serían posibles mediante empatamiento de fases.

En este trabajo se emplearán cristales ferroeléctricos y la técnica de cuasiempatamiento de fases para lograr convertir la luz infrarroja en luz roja; además, con el fin de

aumentar la eficiencia de conversión a la luz roja, colocaremos el cristal ferroeléctrico dentro de una cavidad resonante conformada por dos espejos dieléctricos. La idea de esta cavidad es retroalimentar al cristal con las frecuencias generadas de tal manera que continúen aumentando su amplitud.

Este dispositivo conformado por la cavidad resonante y el cristal no lineal se conoce con el nombre de oscilador óptico paramétrico. Se tienen reportes de ellos desde 1965 y, por supuesto, son comúnmente empleados para generar radiación coherente y sintonizable.

1.3 Estructura de la tesis

En el capítulo 1 se presenta una breve introducción y se establece el objetivo del presente trabajo de tesis, además se presentan algunos conceptos básicos y la estructura de este escrito.

En el capítulo 2 se presenta la teoría que describe los procesos ópticos no lineales que son de interés en este trabajo. Se obtiene la ecuación de onda para el caso no lineal y las ecuaciones acopladas que describen la interacción de las ondas que intervienen en el proceso de conversión de frecuencias.

En el capítulo 3 se habla sobre la técnica de cuasiempatamiento de fases y se presentan algunas características del cristal de niobato de litio que es el cristal que se empleará para lograr nuestro objetivo.

En el capítulo 4 se explican diferentes maneras de lograr la conversión a la luz roja y el diseño de una fuente de luz que emite en la región roja del espectro visible y que emplea un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado; se presenta también el modelo matemático que describe la propagación de las ondas que intervienen en el proceso de conversión de la frecuencia de bombeo a la luz roja además de la construcción de la fuente de luz y resultados obtenidos.

En el capítulo 5 se presenta el diseño de una fuente de luz roja que emite una onda cuya longitud de onda es $2/3$ la del haz incidente. Se presenta el modelo matemático que describe el proceso de conversión que ocurre en esta fuente de luz y se habla sobre la simulación por computadora de este modelo. Se presenta también la construcción y resultados de esta fuente de luz roja particular.

Por último, en el capítulo 6 se muestran las conclusiones derivadas de este trabajo.

Capítulo 2. Óptica no lineal

2.1 Procesos ópticos no lineales de segundo orden

Los fenómenos ópticos no lineales tienen su origen en la polarización que experimenta un medio dieléctrico excitado por un campo electromagnético externo, la característica que mide lo susceptible de que dicho medio sea polarizado se denomina susceptibilidad eléctrica χ .

Según el modelo de Lorentz, cada átomo de un material se puede considerar como un dipolo oscilante formado por una carga positiva y otra negativa unidas por un resorte como se muestra en la Figura 2(a). Al aplicarse un campo electromagnético externo a un dieléctrico, los electrones dentro de ellos se comportan como osciladores armónicos simples que experimentan desplazamientos a partir de sus posiciones de equilibrio (Figura 2(b) y 2(c)).

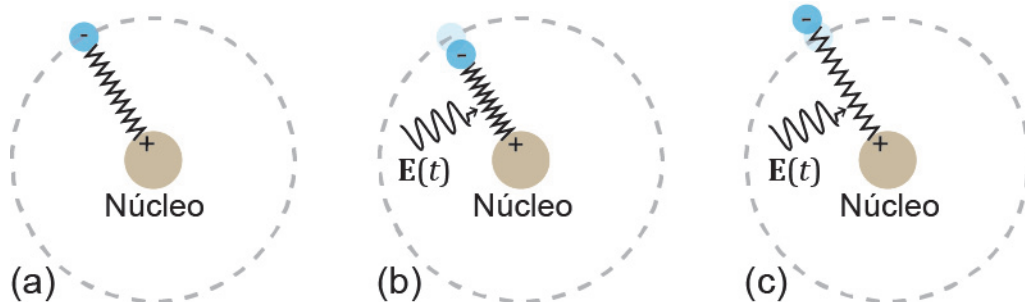


Figura 2. Modelo de Lorentz. (a) en estado de equilibrio, (b) y (c) el sistema oscila al interactuar con un campo electromagnético.

La oscilación de las cargas que ocurre en un material se puede describir por medio de la polarización $\mathbf{P}$ que es la suma de los momentos dipolares atómicos por unidad de volumen. Si los campos son de bajas intensidades, el desplazamiento depende linealmente del campo externo y las oscilaciones siguen fielmente a la onda incidente, dando lugar a la radiación de ondas de la misma frecuencia que el campo incidente; sin embargo, si la intensidad de los campos eléctricos es alta, la respuesta de la polarización del medio al campo externo será no lineal por lo que el movimiento de los electrones se distorsiona; ya no sigue fielmente a la onda incidente. Esta distorsión

hace que las oscilaciones generen ondas de diferentes frecuencias a la del campo eléctrico incidente.

La polarización $\mathbf{P}$ es en general una función no lineal del campo eléctrico $\mathbf{E}$; pero en el caso lineal esta polarización depende linealmente del campo eléctrico y tiene la forma (Shen, 1984):

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt', \quad (1)$$

donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal.

Si $\mathbf{E}$ es una onda plana monocromática dada por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = E(\mathbf{k}, \omega) \hat{\mathbf{e}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2)$$

donde $\hat{\mathbf{e}}$ es el vector de polarización del campo y $E(\mathbf{k}, \omega)$ es la amplitud del campo eléctrico y es una cantidad compleja, entonces la transformada de Fourier de la ecuación (1) nos lleva a la relación más conocida:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega), \\ &= \chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega), \end{aligned} \quad (3)$$

donde la susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ está dada por:

$$\chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\mathbf{r}, t) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \omega t)} d\mathbf{r} dt. \quad (4)$$

En el caso no lineal, la polarización puede describirse mediante la generalización de ecuación (3) expresando la polarización $\mathbf{P}(t)$ como una serie de potencias del campo eléctrico (Boyd, 2008):

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} : \mathbf{E}(t)^2 + \chi^{(3)} : \mathbf{E}(t)^3 + \dots \right], \quad (5)$$

donde ε_0 es la permitividad del vacío; o bien, también podemos escribir (5) como

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots, \quad (6)$$

donde $\mathbf{P}^{(n)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(n)} : \mathbf{E}(t)^n$ y $\chi^{(n)}$ es la susceptibilidad no lineal de orden n del medio que en general se representa por un tensor de rango $(n + 1)$ con 3^{n+1} elementos. Se dice que un material es no lineal cuando su polarización $\mathbf{P}$ tiene una dependencia no lineal del campo eléctrico $\mathbf{E}$.

Alternativamente, la ecuación (6) puede representarse mediante la expresión

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}}, \quad (7)$$

donde $\mathbf{P}^{\text{NL}} = \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots$

El término $\mathbf{P}^{(1)}$ de la expresión (7) se denomina polarización lineal y da origen a fenómenos lineales tales como la reflexión y refracción, mientras que el término $\mathbf{P}^{\text{NL}}$ da origen a los fenómenos no lineales.

Fenómenos como la generación óptica paramétrica y la generación de suma de frecuencias, los cuales son los más importantes en este trabajo, son fenómenos que ocurren en medios no lineales como resultado de la polarización no lineal de segundo orden:

$$\mathbf{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}(t)^2, \quad (8)$$

en donde la susceptibilidad no lineal de segundo orden se representa por un tensor de orden 3 y por lo tanto tiene un total de 27 elementos; por otro lado, en el sistema MKS sus unidades son $[\chi^{(2)}] = \text{m/V}$.

La polarización no lineal de tercer orden es la que da origen a fenómenos no lineales tales como la generación del tercer armónico y el efecto Kerr.

Entre mayor sea el orden de un proceso óptico no lineal a realizar, mayor será la intensidad requerida del campo electromagnético incidente para inducir la polarización no lineal requerida. En este trabajo de tesis no se emplearán intensidades tan altas como para inducir polarizaciones mayores a la de segundo orden, por lo que no se tomará en cuenta ninguna que sea de orden mayor a dos.

2.1.1 Generación óptica paramétrica

Supongamos que tenemos un medio con susceptibilidad no lineal de segundo orden $\chi^{(2)}$ diferente de cero en el que incide un campo electromagnético intenso de frecuencia ω_p .

Desde un punto de vista cuántico (Boyd, 2008), la generación óptica paramétrica (OPG, por sus siglas en inglés) es un proceso óptico no lineal que consiste en que el medio aniquila algunos fotones incidentes y por cada fotón aniquilado crea un par de fotones con frecuencias ω_s y ω_i ; estos fotones se denominan señal y acompañante, respectivamente (Figura 3).

En el proceso de aniquilación y creación de fotones se debe cumplir la ley de la conservación de la energía dada por la expresión $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$, de aquí que:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (9)$$

donde $\hbar = h/2\pi$ y h es la constante de Planck.

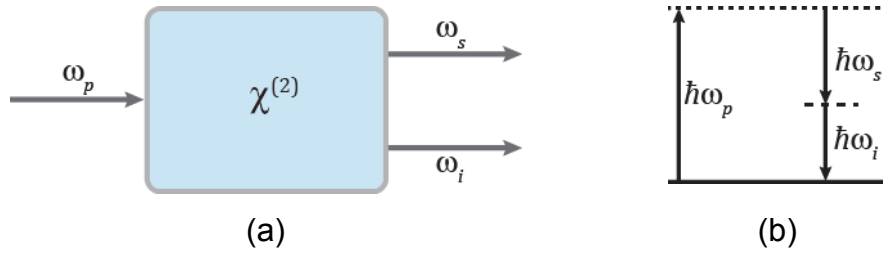


Figura 3. (a) Esquema de la generación óptica paramétrica y (b) el correspondiente diagrama de energía de los átomos del medio, donde el estado indicado con línea continua indica estado real; mientras que los estados indicados con líneas discontinuas se refieren a estados virtuales.

Además, en el proceso también debe cumplirse la ley de conservación del momento de los fotones dada por la expresión $\hbar\mathbf{k}_p = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_i$, donde $\mathbf{k}_j$ es el vector de onda y j : p , s , i . Si consideramos el caso de propagación colineal de los campos y puesto que la magnitud del vector de onda es $k_j = n_j\omega_j / c$, donde n_j es el índice de refracción a la frecuencia ω_j , entonces se tiene que:

$$n_p\omega_p = n_s\omega_s + n_i\omega_i. \quad (10)$$

Obsérvese que es muy difícil que se satisfagan simultáneamente las expresiones (9) y (10) pues, por un lado, de la primera es claro que existe un número infinito de soluciones para una frecuencia de bombeo arbitraria dada y, por otro lado, la segunda condición es difícil de lograr debido a la dispersión del índice de refracción de los materiales.

Para lograr satisfacer las dos ecuaciones simultáneamente se puede emplear materiales birrefringentes en los cuáles el índice de refracción depende de la frecuencia, de la dirección de propagación y del estado de polarización de las ondas, o bien se puede lograr mediante la técnica de cuasiempatamiento de fases, técnica que fue la empleada para este trabajo y la cual se detallará más adelante en la sección 3.1.

El proceso no lineal de segundo orden descrito anteriormente también tiene una explicación ondulatoria. Al incidir un campo electromagnético intenso en un medio no lineal, en su propagación a lo largo de él se generan no solo una o dos ondas de diferentes frecuencias, sino que se genera una gran cantidad de ondas de frecuencias

diferentes a todo lo largo del medio de tal forma que las ondas emergentes del medio no lineal son el resultado de la superposición de las ondas generadas en él.

La amplitud de la onda señal que emerge del cristal es máxima cuando todas las ondas de frecuencia ω_s generadas a lo largo del medio interfieren constructivamente, es decir, cuando sus fases están empatadas (Figura 4); esto también se cumple para las ondas de frecuencia ω_i , y para que esto ocurra se deben satisfacer el par de ecuaciones (9) y (10).

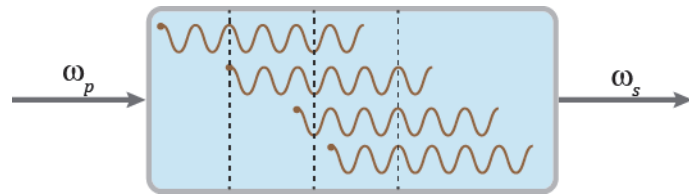


Figura 4. Empatamiento de fases. Las ondas de frecuencia ω_s generadas en el medio están en fase e interfieren constructivamente.

Las ecuaciones que describen la interacción de los campos electromagnéticos de las ondas a lo largo de su propagación en el medio no lineal se pueden deducir a partir de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (14)$$

donde $\mathbf{D}$ es el vector de desplazamiento eléctrico, ρ es la densidad de cargas libres, $\mathbf{B}$ es el vector de densidad de flujo magnético, $\mathbf{E}$ es el vector de campo eléctrico y $\mathbf{J}$ es la densidad de corriente eléctrica.

Si consideramos que el medio dieléctrico es no conductor y no tiene cargas libres entonces $\rho = 0 = \mathbf{J}$, si además consideramos que es no magnético se tiene que

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}. \quad (15)$$

Por otro lado, el vector de desplazamiento eléctrico está dado por

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (16)$$

donde $\mathbf{P}$ es el vector de polarización que depende no linealmente de la amplitud local del campo eléctrico en el medio.

Aplicando el rotacional a la ecuación (13) se tiene que:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (17)$$

sustituyendo la ecuación (15) en la ecuación (17) se tiene que:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{H}, \quad (18)$$

y sustituyendo ahora la ecuación (14) en la ecuación (18), considerando que $\mathbf{J} = 0$ se tiene que:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (19)$$

sustituyendo ahora (16) en (19), y considerando que $c^2 = 1/\varepsilon_0 \mu_0$ obtenemos la ecuación de onda en su forma más general para el caso de la óptica no lineal:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \right). \quad (20)$$

En un medio isotrópico los vectores $\mathbf{E}$ y $\mathbf{D}$ son paralelos entre sí, entonces como $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ se sigue que $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, por lo que el primer término del lado izquierdo de la ecuación (20) generalmente se anula.

Para que ocurran efectos no lineales de segundo orden es necesario utilizar medios no centrosimétricos, los cuales generalmente son anisotrópicos, por lo que $\mathbf{E}$ y $\mathbf{D}$ no son paralelos entre sí y por lo tanto el primer término de la ecuación (20) no se anula; sin embargo, en el caso particular de que el campo eléctrico de la onda sea paralelo a un eje cristalino del medio no lineal, como afortunadamente es el caso de todo lo que se presenta en esta tesis, $\mathbf{E}$ y $\mathbf{D}$ sí son paralelos por lo que el primer término de la ecuación (20) sí se anula, de aquí que la ecuación de onda tiene la forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (21)$$

Considerando la notación dada en la ecuación (7) podemos escribir al vector de desplazamiento eléctrico como

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}} = \mathbf{D}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}}, \quad (22)$$

por lo que en términos de esta expresión la ecuación de onda (21) se convierte en

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t^2}. \quad (23)$$

Resolvamos ahora esta ecuación para el caso del proceso de OPG, para ello supongamos que la onda del campo electromagnético y la onda de polarización están compuestas por las tres ondas planas y monocromáticas (señal, bombeo y acompañante) propagándose en la dirección $+z$ de tal forma que los términos $\mathbf{E}$, $\mathbf{P}^{(1)}$ y $\mathbf{P}^{\text{NL}}$ de la expresión (22) están dados entonces por

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_j E_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} \hat{\mathbf{e}}_j + c.c., \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(1)}(z, t) &= \sum_j \mathbf{P}^{(j)}(k_j, \omega_j), \\ &= \epsilon_0 \sum_j \chi^{(1)}(\omega_j; \omega_j) \cdot \hat{\mathbf{e}}_j E_j(z) e^{i\omega_j t} + c.c., \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}^{(2)}(z, t) &= \varepsilon_0 \sum_j \mathbf{P}^{(2)}(k_j, \omega_j), \\
&= \varepsilon_0 \sum_j \sum_{n, m} \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m E_n E_m e^{-i\omega_j t} e^{i(k_n + k_m)z},
\end{aligned} \tag{26}$$

donde $E_j(z)$ es la amplitud del campo eléctrico de la j -ésima onda y es una cantidad compleja, $\hat{\mathbf{e}}_j$ es el vector unitario de polarización de la j -ésima onda, k_j es la magnitud del vector de propagación de la onda, $\chi^{(1)}$ es el tensor de susceptibilidad lineal de rango dos y $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad del medio de segundo orden y es un tensor de rango tres.

El lado izquierdo de la ecuación de onda dada en (23) es

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sum_{j=1} \hat{\mathbf{e}}_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} \left[\frac{d^2 E_j}{dz^2} + 2ik_j \frac{dE_j}{dz} - k_j^2 E_j \right] + c.c. \tag{27}$$

La segunda derivada que aparece en la expresión (27) se puede despreciar puesto que su valor es mucho más pequeño que el de la primera derivada; esta aproximación se conoce como la aproximación de la variación lenta de la envolvente y es válida siempre que

$$\left| \frac{d^2 E_j}{dz^2} \right| \ll \left| k_j \frac{dE_j}{dz} \right|. \tag{28}$$

Derivando los términos del lado derecho de la expresión (23):

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} &= \frac{1}{c^2} \left[\frac{d^2}{dt^2} \sum_j E_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} \hat{\mathbf{e}}_j \right. \\
&\quad + \frac{d^2}{dt^2} \sum_j \chi^{(1)}(\omega_j; \omega_j) : \hat{\mathbf{e}}_j E_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} \\
&\quad \left. + \frac{d^2}{dt^2} \sum_j \sum_n \sum_m \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m E_n E_m(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c.c. \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{1}{c^2} \left[\sum_j \omega_j^2 E_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} \hat{e}_j \right. \\
&\quad + \sum_j \omega_j^2 \chi^{(1)}(\omega_j; \omega_j) \cdot \hat{e}_j E_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} \\
&\quad \left. + \sum_j \sum_n \sum_m \omega_j^2 \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{e}_n \hat{e}_m E_n E_m(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} \right] + c.c. \quad (29)
\end{aligned}$$

Ahora igualamos los términos de frecuencia ω_j

$$\begin{aligned}
\sum_j \left[2ik_j \frac{dE}{dz} - k_j^2 E_j \right] e^{i(k_j z - \omega_j t)} \hat{e}_j + c.c. &= -\frac{\omega_j^2}{c^2} \left[E_j \hat{e}_j + \chi^{(1)}(\omega_j; \omega_j) \cdot \hat{e}_j E_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} \right. \\
&\quad \left. + \sum_n \sum_m \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{e}_n \hat{e}_m E_n E_m e^{i(k_j z - \omega_j t)} \right] + c.c. \quad (30)
\end{aligned}$$

Si consideramos que $\varepsilon = 1 + \chi^{(1)}(\omega_j; \omega_j)$ y multiplicamos por $\hat{e}_j^*$ en producto punto a ambos lados de la ecuación se obtiene que

$$\begin{aligned}
2ik_j \frac{dE_j}{dz} - k_j^2 E_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} &= -\frac{\omega_j^2}{c^2} \left[\hat{e}_j^* \cdot \varepsilon(\omega_j; \omega_j) \cdot \hat{e}_j E_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} \right. \\
&\quad \left. + \sum_n \sum_m \hat{e}_j^* \cdot \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{e}_n \hat{e}_m E_n E_m e^{i(k_n + k_m - k_j)z} \right]. \quad (31)
\end{aligned}$$

Puesto que la magnitud del vector de onda es

$$k_j = \frac{\omega_j n(\omega_j)}{c}, \quad (32)$$

y además

$$n^2(\omega) = \hat{e}_j^* \cdot \varepsilon(\omega_j; \omega_j) \cdot \hat{e}_j, \quad (33)$$

la ecuación (31) se simplifica a

$$2ik_j \frac{dE_j}{dz} = -\frac{\omega_j^2}{c^2} \sum_n \sum_m \hat{e}_j^* \cdot \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{e}_n \hat{e}_m E_n E_m e^{i(k_n + k_m - k_j)z}. \quad (34)$$

Sea $\chi_{ef}^{(2)}$ el coeficiente no lineal efectivo definido por

$$\chi_{ef}^{(2)} = \hat{e}_j^* \cdot \chi^{(2)}(\omega_j; \omega_n, \omega_m) : \hat{e}_n \hat{e}_m, \quad (35)$$

la ecuación (34) se puede escribir entonces como

$$2ik_j \frac{dE_j}{dz} = -\frac{\omega_j^2}{c^2} \sum_n \sum_m \chi_{ef}^{(2)} E_n E_m e^{i(k_n + k_m - k_j)z}, \quad (36)$$

o bien, en forma equivalente podemos escribir

$$\frac{dE_j}{dz} = i \frac{\omega_j}{2n_j c} \sum_n \sum_m \chi_{ef}^{(2)} E_n E_m e^{i(k_n + k_m - k_j)z}. \quad (37)$$

Así pues, el conjunto de ecuaciones acopladas que describe la interacción de los campos electromagnéticos de las ondas a lo largo de su propagación dentro del medio no lineal son, en el caso del proceso de generación óptica paramétrica:

$$\frac{d}{dz} E_s(z) = i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi_{ef}^{(2)} E_p(z) E_i^*(z) e^{i\Delta k z}, \quad (38)$$

$$\frac{d}{dz} E_i(z) = i \frac{\omega_i}{2n_i c} \chi_{ef}^{(2)} E_p(z) E_s^*(z) e^{i\Delta k z}, \quad (39)$$

$$\frac{d}{dz} E_p(z) = i \frac{\omega_p}{2n_p c} \chi_{ef}^{(2)} E_s(z) E_i(z) e^{-i\Delta k z}, \quad (40)$$

donde $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ es la constante de desempatamiento de la propagación.

El factor $e^{i\Delta k z}$ que aparece en las ecuaciones (38), (39) y (40) se debe al desfaseamiento que ocurre entre las ondas a lo largo del medio a causa de la dispersión del índice de refracción; puesto que la magnitud de los vectores de onda está dada por la expresión

$k_j = n_j \omega_j / c$ y como el índice de refracción n depende de la frecuencia ω , la constante de desfazamiento de la propagación no es cero y entonces el acoplamiento de los campos dentro del cristal está limitado por dicho desfazamiento. Idealmente desearíamos que la no linealidad del medio fuera una cantidad compleja y que variara espacialmente a fin de que compense el desfazamiento de las ondas, pero esto experimentalmente es imposible. Esta es la razón por la que empleamos cristales ferroeléctricos con dominios en direcciones opuestas alternados de una manera adecuada para obtener una no linealidad que se aproxime, al menos en signo, a la no linealidad ideal. Hablaremos más de esto en el capítulo 3.

2.1.2 Generación de Suma de Frecuencias

De una manera similar al caso anterior, supongamos que tenemos un medio con susceptibilidad no lineal de segundo orden $\chi^{(2)}$ diferente de cero en el que inciden dos campos electromagnéticos intensos de frecuencia ω_1 y ω_2 .

Como ocurre en el caso anterior, en el proceso de generación de suma de frecuencias (SFG, por sus siglas en inglés) el medio no lineal aniquila algunos fotones incidentes de frecuencias ω_1 y ω_2 ; y por cada par de fotones aniquilado, uno de cada frecuencia, se crea un fotón con frecuencia ω_3 (Figura 5).

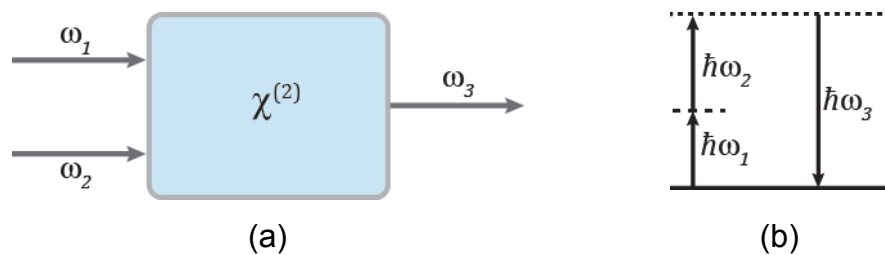


Figura 5. (a) Esquema de la generación de suma de frecuencias y (b) su correspondiente diagrama de energía, donde el estado indicado con línea continua indica estado real; mientras que los estados indicados con líneas discontinuas se refieren a estados virtuales.

Al igual que en la OPG, para que se pueda dar este proceso también se deben cumplir la ley de la conservación de la energía, dada por $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3$, y la ley de

conservación del momento dada por $\hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2 = \hbar\mathbf{k}_3$, de las que se obtienen expresiones similares a (9) y (10):

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (41)$$

$$n_1\omega_1 + n_2\omega_2 = n_3\omega_3. \quad (42)$$

Obsérvese que de manera similar al caso anterior, debido a la dispersión del índice de refracción de los materiales es muy difícil que se satisfagan simultáneamente las ecuaciones (41) y (42).

El proceso de generación de segundo armónico (SHG) producido por Franken et al. en el cristal de cuarzo es un caso particular de la SFG, en ese proceso las frecuencias de los campos incidentes son iguales, de tal forma que el resultado es pues un campo con frecuencia 2ω .

De una manera similar al proceso de OPG, se pueden obtener las ecuaciones acopladas que describen la interacción de los campos dentro del cristal para el caso de SFG:

$$\frac{d}{dz} E_1(z) = i \frac{\omega_1}{2n_1 c} \chi_{ef}^{(2)} E_3(z) E_2^*(z) e^{i\Delta k z}, \quad (43)$$

$$\frac{d}{dz} E_2(z) = i \frac{\omega_2}{2n_2 c} \chi_{ef}^{(2)} E_3(z) E_1^*(z) e^{i\Delta k z}, \quad (44)$$

$$\frac{d}{dz} E_3(z) = i \frac{\omega_3}{2n_3 c} \chi_{ef}^{(2)} E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k z}, \quad (45)$$

donde $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ y al igual que en el caso anterior, no es cero debido a que la amplitud de la constante de propagación depende del índice de refracción y este a su vez depende de la frecuencia de cada onda.

Obtengamos una solución particular del conjunto de ecuaciones (43), (44) y (45) que permite ilustrar el empatamiento de fases, para esto, consideremos que el acoplamiento

entre las ondas incidentes en el cristal es casi nulo y, en consecuencia, las amplitudes de los campos E_1 y E_2 no cambian apreciablemente a lo largo de todo el medio no lineal por el cual se propagan; bajo estas suposiciones, del sistema de ecuaciones se tiene que

$$\frac{d}{dz}E_1(z) \approx 0, \quad (46)$$

$$\frac{d}{dz}E_2(z) \approx 0, \quad (47)$$

$$\frac{d}{dz}E_3(z) = i \frac{\omega_3}{2n_3c} \chi_{ef}^{(2)} E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k z}. \quad (48)$$

Si consideramos que el medio no lineal tiene una longitud total L en la dirección de propagación de los campos, la solución a la ecuación (48) es

$$E_3(z) = \int_0^L i \frac{\omega_3}{2n_3c} \chi_{ef}^{(2)} E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k z} dz, \quad (49)$$

o bien,

$$E_3(z) = i \frac{\omega_3}{2n_3c} \chi_{ef}^{(2)} E_1(z) E_2(z) \left[L \frac{e^{i\Delta k L} \text{Sin}(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} \right], \quad (50)$$

y como la intensidad es proporcional al cuadrado del campo eléctrico, entonces de la expresión (50) se tiene que

$$I_3 \propto \left[\frac{\omega_3}{2n_3c} \chi_{ef}^{(2)} \right]^2 I_1 I_2 L^2 \text{Sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right). \quad (51)$$

De la expresión (51) se tiene que la intensidad aumenta con el cuadrado de la longitud en la que se propagan los campos dentro del medio no lineal; por otro lado, si $\Delta k = 0$, lo cual significa que todas las ondas generadas en el medio no lineal están en fase y en consecuencia interfieren constructivamente, entonces se tiene que $\text{Sinc}^2(0) = 1$ y la intensidad es máxima.

En caso de que no se dé el empatamiento de fases, entonces Δk no es cero y la intensidad en general será menor que en el caso de empatamiento de fases. Una gráfica de la función $\text{Sinc}^2(\Delta k L/2)$ se muestra en la Figura 6.

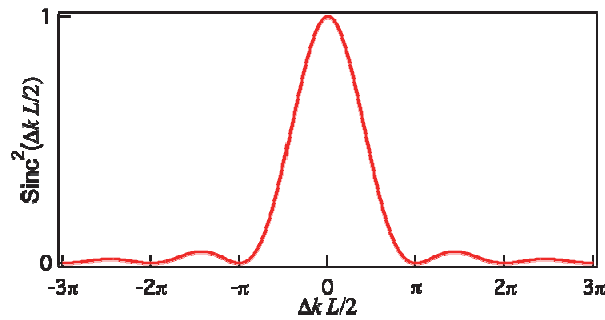


Figura 6. Gráfica de la función $\text{Sinc}^2(\Delta k L/2)$ vs $(\Delta k L/2)$. La intensidad del campo eléctrico es directamente proporcional al valor de esta función.

Capítulo 3. Cuasiempatamiento de fases y ferroeléctricos

En el capítulo 2 se mostró que se puede lograr la conversión de una frecuencia a otra mediante procesos ópticos no lineales de segundo orden llevados a cabo mediante la técnica de empatamiento de fases para la cual se emplea cristales birrefringentes, o bien mediante la técnica de cuasiempatamiento de fases, que emplea cristales ferroeléctricos. A continuación se describe la segunda técnica mencionada que es la que se utilizó en este trabajo de tesis.

3.1 Cuasiempatamiento de fases

Como se comentó en el capítulo anterior, al incidir un campo electromagnético intenso en un medio no lineal, en su propagación a lo largo de él se generan una gran cantidad de ondas de frecuencias diferentes a todo lo largo del medio de tal forma que las ondas emergentes del medio no lineal son el resultado de la superposición de las ondas generadas en él. En principio, de lo anterior puede pensarse que cualquier proceso no lineal de conversión de frecuencias puede ocurrir, sin embargo la conversión eficiente a una frecuencia se da únicamente cuando ocurre una suma coherente de todas las ondas generadas a través del medio no lineal (Cudney et al, 2002).

Debido al empatamiento de fases también mencionado previamente, al par de ecuaciones que se obtienen de los principios de conservación de la energía y del momento también se conocen como condiciones de empatamiento de fase.

Cuando no se satisfacen las ecuaciones de empatamiento de fase, lo que ocurre es que las ondas que se generan a lo largo del medio no lineal se van desfasando a medida que aumenta la distancia entre los lugares donde se generaron, en cuyo caso la interferencia en general no es constructiva. En este caso se dice que se tiene un desempatamiento de fases (Figura 7).

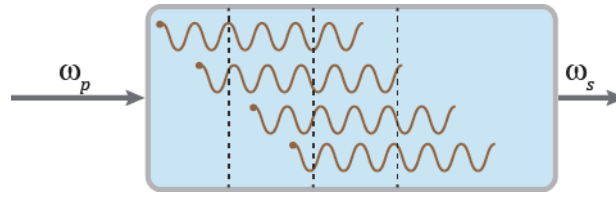


Figura 7. Desempatamiento de fases en OPG. Las ondas de frecuencia ω_s generadas en el medio no están completamente en fase por lo que la interferencia en general no es constructiva.

En el caso de OPG, por ejemplo, si no se da la condición de empatamiento de fases, la amplitud de la onda señal en función de la longitud de interacción l en el medio no lineal está dada aproximadamente por (Boyd, 2008; Orozco Arellanes y Cudney, 2001)

$$E_s(z) \propto \chi_{\text{ef}}^{(2)} \text{sinc}\left(\frac{\Delta k z}{2}\right), \quad (52)$$

donde $\chi_{\text{ef}}^{(2)}$ es la susceptibilidad no lineal efectiva y es una constante de proporcionalidad que depende de las propiedades no lineales del medio y de la polarización de las ondas interactuantes en él. Obsérvese que la amplitud de la onda señal E_s no aumenta monotónicamente sino que oscila a lo largo del medio no lineal.

La distancia entre dos regiones del medio no lineal a la cual todas las ondas generadas interfieren constructivamente, que es la distancia entre un cero y un máximo (en valor absoluto) de la amplitud de la onda, se le conoce como longitud de coherencia l_c y está dada por

$$l_c = \frac{\pi}{|\Delta k|}. \quad (53)$$

El desempatamiento de fases que ocurre entre las ondas generadas a lo largo del medio no lineal da la idea de que si de alguna manera se pudiera introducir a las ondas generadas un desfase adicional de 180° a cada intervalo igual a la longitud de coherencia, entonces todas las ondas interferirían constructivamente.

La técnica de cuasiempatamiento de fases consiste en agregar ese cambio de fase a

las ondas, y esto se puede lograr si empleamos un medio no homogéneo en el que la susceptibilidad no lineal de orden dos $\chi^{(2)}$ cambie de signo periódicamente cada distancia l_c . Al hacer esto, ahora las ondas generadas a lo largo del medio no lineal interferirán constructivamente (Figura 8)

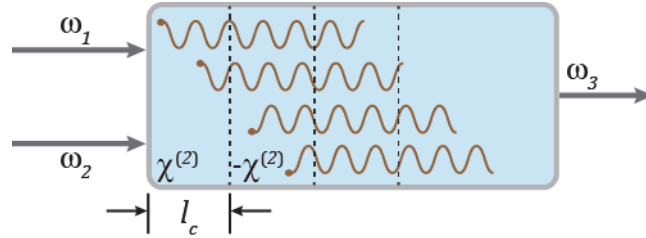


Figura 8. Cuasiempatamiento de fases. Las ondas que se generan en diferentes regiones del medio interfieren, ahora sí, constructivamente.

En el caso particular de OPG, al sustituir Δk en la expresión (53) se obtiene que

$$|k_p - k_s - k_i| = \frac{\pi}{l_c}, \quad (54)$$

o bien, de manera equivalente

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i} \pm \frac{1}{\Lambda}, \quad (55)$$

donde λ_p , λ_s y λ_i son las longitudes de onda en el vacío para las ondas de bombeo, señal y acompañante, respectivamente, y $\Lambda = 2l_c$ es la periodicidad de inversión de la susceptibilidad no lineal. La expresión (55) se denomina condición de cuasiempatamiento de fases.

De una manera similar, en el caso de SFG la condición de cuasiempatamiento de fases está dada por

$$\frac{n_3}{\lambda_3} = \frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} \pm \frac{1}{\Lambda}. \quad (56)$$

De lo expuesto anteriormente, es claro que para una longitud de onda de bombeo dada, teóricamente podemos obtener cualquier onda señal deseada y su respectiva onda acompañante siempre y cuando logremos cambiar el signo de la susceptibilidad no lineal en un periodo Λ ; para lograr dicho cambio emplearemos cristales ferroeléctricos, en particular en este trabajo se emplearon cristales de niobato de litio.

3.2 Ferroeléctricos

Un cristal ferroeléctrico es un medio dieléctrico que presenta ferroelectricidad, es decir, que tiene un momento dipolar $\mathbf{P}_s$ aunque no exista un campo eléctrico externo que lo cree. Este momento dipolar, llamado también polarización espontánea, puede invertirse mediante la aplicación de un campo eléctrico externo. La magnitud mínima del campo requerida para invertir la polarización espontánea se conoce como campo coercivo; esta magnitud depende del material dieléctrico, de su pureza así como de su temperatura. Por otro lado, la polarización espontánea presenta histéresis, es decir, una vez invertida la polarización, ésta permanece así a menos que se aplique un campo eléctrico coercivo en sentido contrario (Figura 9).

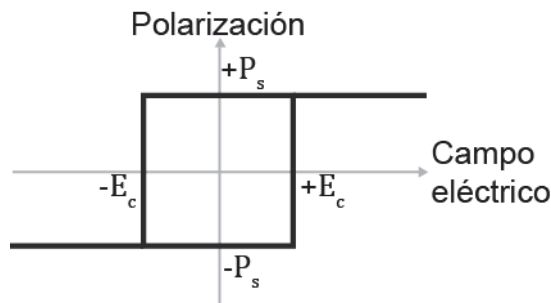


Figura 9. Curva de polarización espontánea de un ferroeléctrico

En un ferroeléctrico la susceptibilidad no lineal de segundo orden $\chi^{(2)}$ es directamente proporcional al tensor de orden tres $\chi^{(3)}$ y a su polarización espontánea, tanto en magnitud como en dirección:

$$\chi^{(2)} \propto \chi^{(3)} \cdot \mathbf{P}_s, \quad (57)$$

por lo que al invertir la dirección de la polarización intrínseca, se cambia el signo de la susceptibilidad no lineal pero sin cambiar su magnitud (DiDomenico Jr., 1969); así pues, un cristal ferroeléctrico es un medio idóneo para emplearse en la técnica de cuasiempatamiento de fases pues cambiando periódicamente la dirección de la polarización espontánea conseguimos el desfase adicional de 180° necesario para que exista una interferencia constructiva entre las ondas generadas a lo largo del cristal.

3.3 Niobato de Litio

El niobato de litio (LiNbO_3), sintetizado por primera vez hace aproximadamente 65 años, es un material ampliamente utilizado en la óptica no lineal pues posee unos parámetros, tal como la susceptibilidad no lineal, mayores que el de muchas otras sustancias ópticas no lineales. Es un material transparente en la región visible del espectro y generalmente se obtiene mediante técnicas convencionales, como la técnica de Czochralski (Grabmaier y Otto, 1986). Existe dos composiciones químicas con las que se puede crecer: estequiométrico, cuya razón molar es $\text{Li/Nb}=1$, y congruente cuya razón molar es $\text{Li/Nb}=0.946$; teniendo el primero mejores propiedades físicas que el segundo como una mayor respuesta no lineal, un menor daño fotorrefractivo, además de que el campo coercivo es de menor magnitud; el daño fotorrefractivo que se produce en algunos materiales, como el niobato de litio, se debe a la presencia de un campo de cargas inducido por la presencia de un haz intenso el cual genera portadores de carga móviles en la región brillante y que migran hacia regiones oscuras (M. Aillerie et al., 2013). Este campo de cargas espacial induce cambios en el índice de refracción en el medio lo que a su vez produce una distorsión en el frente de ondas del haz. El daño fotorrefractivo es en general irreversible, pero se puede disminuir el efecto en los cristales si estos se crecen con una razón molar $R_m = [\text{Li}]/[\text{Nb}]$ cercana o igual a uno, correspondiendo esto último a la composición estequiométrica, sin embargo el cristal estequiométrico es más difícil de crecer y por consiguiente tiene un costo elevado. Una manera de disminuir el daño fotorrefractivo en los cristales es manteniéndolos a temperaturas superiores a los

100 °C mientras está presente el haz intenso en él. En este trabajo se usaron cristales congruentes.

La estructura del niobato de litio pertenece al grupo puntual 3m, por lo que posee tres planos de simetría especular y un eje rotacional de simetría 3 que coincide con la intersección de los tres planos de simetría especular. Su estructura se compone de una serie de planos paralelos de tres iones (-2) de oxígeno; la normal de estos planos define la dirección del eje de simetría 3. La orientación de estos planos gira 180° entre plano y plano y entre estos planos se encuentran los iones de litio y niobio, como se muestra en la Figura 10. A este eje de simetría se le conoce como el eje c del cristal.

Los iones de litio (+1) y los iones de niobio (+5) se encuentran a lo largo del eje de simetría 3. A altas temperaturas estos iones se posicionan de tal manera que no existe un momento dipolar neto producido por ellos. Se dice que bajo estas condiciones el cristal se encuentra en su *fase paraeléctrica*. Al bajar la temperatura los iones de niobio y litio se acomodan de manera que producen un momento dipolar neto, como se muestra en la Figura 10; este es la fase ferroeléctrica del cristal. Este momento dipolar es lo que da lugar a la polarización espontánea del material. La temperatura a la que ocurre este cambio de fase cristalina se le conoce como la *temperatura de Curie*, y para niobato de litio es de 1210 °C (Weiss y Gaylord, 1985).

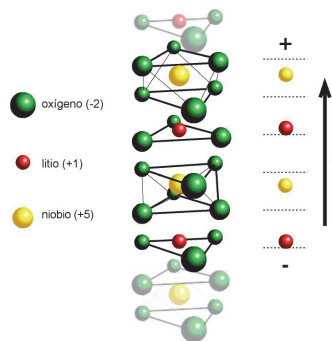


Figura 10. Estructura del niobato de litio.

Se utiliza un sistema cartesiano de coordenadas (x, y, z) para describir las propiedades físicas de su tensor de susceptibilidad lineal. El eje cristalográfico (eje c en la Figura 10) es paralelo al eje z y está definido como el eje que surge de la intersección de los

planos de simetría, mientras que el eje x es paralelo a cualquiera de los tres planos especulares (Figura 11) y, por consiguiente el eje y se define como el perpendicular a x y z cumpliendo con la regla de la mano derecha.

Como el niobato de litio pertenece al grupo puntual $3m$, es un cristal uniaxial y por lo tanto birrefringente. Esto significa que tiene un único eje óptico el cual es paralelo al eje c y la luz que esté polarizada paralela a esta dirección verá un índice de refracción extraordinario n_e , mientras que la luz polarizada en una dirección perpendicular a este eje c verá un índice de refracción ordinario n_o . Dada la elección del sistema de coordenadas mencionado arriba, los índices de refracción asociados a la dirección de sus ejes es de la siguiente manera: $n_x = n_y = n_o$ y $n_z = n_e$

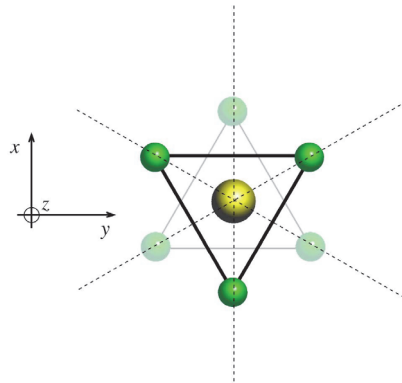


Figura 11. Orientación de los ejes cristalográficos.

La birrefringencia que presenta este cristal es de tipo negativa, lo cual significa que el índice de refracción ordinario es mayor que el índice de refracción extraordinario. En el caso del índice extraordinario, la ecuación de Sellmeier que describe esta dependencia (Jundt, 1997) en el rango de transparencia del niobato de litio (340-4600 nm) es:

$$n_e^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2, \quad (58)$$

donde λ es la longitud de onda de la luz incidente en μm y $f = (T - T_0)(T + 570.82)$ es una función de la temperatura T del cristal en grados Celsius con $T_0 = 24.5^\circ\text{C}$ como

temperatura de referencia. Los valores de los coeficientes de la ecuación (58) son $a_1 = 5.35583$, $a_2 = 0.100473$, $a_3 = 0.20692$, $a_4 = 100$, $a_5 = 11.34927$, $a_6 = 1.5334 \times 10^2$, $b_1 = 4.692 \times 10^{-7}$, $b_2 = 3.862 \times 10^{-8}$, $b_3 = -0.89 \times 10^{-8}$ y $b_4 = 2.657 \times 10^{-5}$.

Por otro lado, como el niobato de litio pertenece al grupo puntual 3m, los elementos de su tensor de susceptibilidad no lineal $\chi^{(2)}$ que son diferentes de cero son $\chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{xzx}^{(2)} = \chi_{zxx}^{(2)} = \chi_{zyy}^{(2)} = \chi_{yzy}^{(2)} = \chi_{yyz}^{(2)}$, $\chi_{xyx}^{(2)} = \chi_{xxy}^{(2)} = \chi_{yxx}^{(2)} = -\chi_{yyy}^{(2)}$ y $\chi_{zzz}^{(2)}$, los cuales en notación compacta son $\chi_{31}^{(2)}$, $\chi_{22}^{(2)}$ y $\chi_{33}^{(2)}$, respectivamente.

Como se mencionó anteriormente, los campos eléctricos de las ondas que se propagarán en el cristal serán paralelos a uno de los ejes cristalinos del niobato de litio, en nuestro caso particular serán paralelos al eje z (eje c); en otras palabras, las ondas tendrán polarización extraordinaria. La razón de elegir la polarización extraordinaria para las ondas es porque de esta manera se utiliza la mayor no linealidad posible en el niobato de litio.

Considerando lo mencionado arriba, la susceptibilidad no lineal efectiva $\chi_{ef}^{(2)}$ dada por (35) se reduce en este caso a:

$$\begin{aligned} \chi_{ef}^{(2)} &= \hat{z} \cdot \left[\left(\hat{x}\hat{x}\hat{z} + \hat{x}\hat{z}\hat{x} + \hat{z}\hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{y}\hat{y} + \hat{y}\hat{z}\hat{y} + \hat{y}\hat{y}\hat{z} \right) \chi_{31}^{(2)} \right. \\ &\quad \left. + \left(\hat{x}\hat{y}\hat{x} + \hat{x}\hat{x}\hat{y} + \hat{y}\hat{x}\hat{x} - \hat{y}\hat{y}\hat{y} \right) \chi_{22}^{(2)} + \hat{z}\hat{z}\hat{z} \chi_{33}^{(2)} \right] : \hat{z}\hat{z}, \\ \therefore \chi_{ef}^{(2)} &= \chi_{33}^{(2)}, \end{aligned} \quad (59)$$

y en el caso particular del niobato de litio la magnitud es $|\chi_{33}^{(2)}| \approx 54 \times 10^{-12} \text{ m/V}$.

En algunas ocasiones se suele utilizar la notación d_{ijk} para representar a los elementos $\chi_{ijk}^{(2)}$ del tensor de susceptibilidad no lineal, y se define como

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}, \quad (60)$$

en el caso particular del niobato de litio, se tiene entonces que $|d_{33}| = 27 \times 10^{-12} \text{ m/V}$

Capítulo 4. Diseño de fuente de luz que emite en el intervalo rojo del espectro

En este capítulo se presenta el proceso de diseño de la estructura del cristal (dominios ferroeléctricos) empleado en este trabajo para lograr la conversión de luz infrarroja a luz en la región roja del espectro. Para conseguir la luz roja, es necesario que se realicen al menos dos procesos de conversión de frecuencias en el medio no lineal, existiendo diferentes opciones para ello.

4.1 Conversión de luz infrarroja a roja mediante procesos no lineales en cascada

Si se utiliza como fuente de bombeo un láser de Nd:YAG cuya emisión tiene una longitud de onda de $\lambda_p = 1064.2 \text{ nm}$, encontramos diferentes opciones para convertir a una frecuencia en la región roja del espectro, por ejemplo una primer opción es generar el segundo armónico (SHG) de dicha emisión, con lo que se obtiene una frecuencia ω_{SHG} cuya longitud de onda es $\lambda_{\text{SHG}} = 532.1 \text{ nm}$ (luz verde), y posteriormente con ésta se genera la luz roja mediante un proceso de OPG; este proceso se muestra esquemáticamente en la Figura 12.

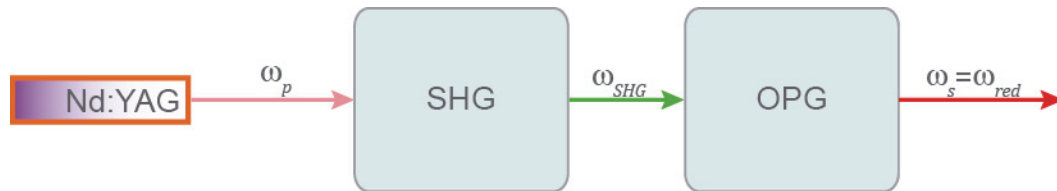


Figura 12. Generación de luz roja mediante SHG+OPG

El inconveniente de esta primer opción es que, como ya se ha mencionado, se pretende emplear como medio no lineal un cristal de LiNbO_3 , y cuando en este material se hace incidir luz azul o verde aparece un efecto de lente anisotrópico el cual aumenta con el tiempo de exposición y da como resultado una severa distorsión del frente de ondas del haz transmitido; es decir, se produce un daño fotorrefractivo en el cristal que disminuirá

considerablemente la eficiencia de conversión de la frecuencia de bombeo a la frecuencia de la luz roja.

Una segunda opción es obtener mediante OPG una onda señal cuya frecuencia corresponda a una longitud de onda entre 1.2 y 1.6 μm y posteriormente generar el segundo armónico de esta onda, obteniendo así la emisión roja, como se muestra en el esquema de la Figura 13.



Figura 13. Generación de luz roja mediante OPG+SHG

Con esta opción evitamos trabajar con luz verde dentro del cristal, pero si por ejemplo quisiéramos generar una emisión cuya longitud de onda sea 640 nm se tendría que generar mediante OPG una onda señal cuya longitud de onda sea 1280 nm por lo que la onda acompañante tendrá una longitud de onda de aproximadamente 6305 nm. En esta opción existe un problema que consiste en que, como se puede ver en el espectro de transmitancia del niobato de litio mostrado en la Figura 14, la onda acompañante está fuera de la zona de transparencia del cristal y por lo tanto se reduciría mucho la eficiencia de conversión a la señal de 1280 nm por OPG.

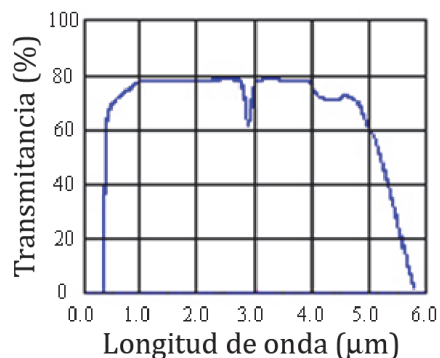


Figura 14. Espectro de Transmitancia del niobato de litio (Precision Micro-Optics LLC).

La tercera opción para conseguir la conversión a luz roja consiste en generar mediante OPG una onda señal cuya longitud de onda esté aproximadamente entre 1375 y 2128

nm, en cuyo caso la onda acompañante está dentro de la ventana de transparencia del niobato de litio, posteriormente mediante un proceso de SFG entre la onda señal generada con la onda de bombeo se obtendrá la luz roja deseada. Este proceso se muestra esquemáticamente en la Figura 15.



Figura 15. Generación de luz roja mediante OPS+SFG

De lo anterior, es claro que emplearemos la tercera opción dado que las primeras dos opciones presentan complicaciones para su ejecución.

4.2 Estructuras secuencialmente periódicas

La manera sencilla de producir la luz roja empleando un único cristal es estableciendo dos regiones en el cristal, una primera región en la que los dominios ferroeléctricos tengan la periodicidad adecuada para el proceso de OPG y la segunda región con una periodicidad adecuada para que se realice el proceso de SFG como se muestra en la Figura 16; de esta manera, al bombear el cristal no lineal, los procesos no lineales se realizan en cascada dentro del cristal.

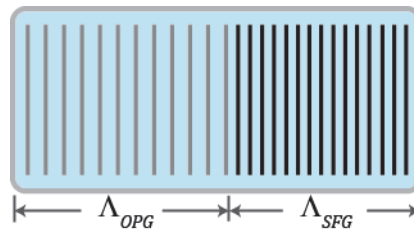


Figura 16. Procesos no lineales en cascada en un cristal secuencialmente periódico.

Para determinar las periodicidades requeridas para cada proceso no lineal se procede de la siguiente manera: Estableciendo la temperatura T con la que se trabajará el cristal, se elige la longitud de onda λ_r de la luz roja y se determina la longitud de onda

λ_s de la onda señal que se requiere para que junto con la onda de bombeo, con longitud de onda λ_p , produzcan la luz roja mediante el proceso SFG; esta longitud de onda de la onda señal se calcula despejando λ_s de la expresión

$$\frac{1}{\lambda_p} + \frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{\lambda_r}, \quad (61)$$

la cual se deduce a partir de (41) estableciendo λ_p , λ_s y λ_r en lugar de λ_1 , λ_2 y λ_3 respectivamente, y considerando que $\omega_j = 2\pi c / \lambda_j$ para $j: p, s, r$. A continuación se calcula la periodicidad Λ_{SFG} para el proceso SFG a partir de la expresión (56) para lo que se requiere calcular previamente los índices de refracción respectivos para cada longitud de onda a la temperatura T, estos índices se obtienen con la expresión (58). Posteriormente, como ya se ha determinado la longitud de onda λ_s requerida, se puede calcular la longitud de la onda acompañante que se generará en el proceso de OPG, esta se calcula despejando λ_i de la expresión

$$\frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} = \frac{1}{\lambda_p}, \quad (62)$$

que se deduce a partir de (9); por último la periodicidad Λ_{OPG} requerida para este proceso se calcula a partir de la expresión (55), calculando previamente los índices de refracción a la temperatura T.

Por ejemplo, si establecemos una temperatura de trabajo de 100 °C, suponiendo que se desee generar luz roja con $\lambda_r = 640$ nm y considerando que $\lambda_p = 1064$ nm, de la expresión (61) se obtiene que la onda señal debe tener de longitud de onda $\lambda_s = 1606$ nm y para el proceso SFG se requiere una periodicidad $\Lambda_{SFG} = 11.9$ μm , por otro lado, la onda acompañante tendrá $\lambda_i = 3153$ nm y la periodicidad requerida para OPG es $\Lambda_{OPG} = 30.3$ μm .

Suponiendo que el haz de bombeo se agote completamente en los dos procesos no lineales y que otras pérdidas de los haces son despreciables, la eficiencia de conversión máxima está dada por

$$\eta_{\max} = \frac{\text{Energía}_r}{\text{Energía}_p} = \frac{\lambda_p}{2\lambda_r}, \quad (63)$$

por lo que en nuestro ejemplo esta eficiencia sería de $\eta_{\max} \approx 0.83$; sin embargo para alcanzar esta eficiencia tan alta, las longitudes de cada sección del cristal tendrían que tener una longitud exacta para una cierta intensidad del haz de bombeo y el cristal tendría también que estar exactamente a la temperatura para la que se calcularon las periodicidades. Si existiera una ligera variación en la temperatura esto conllevaría a un cambio en la longitud del cristal y por consiguiente a un cambio en las periodicidades y, más importante aún, también cambiarían los índices de refracción del cristal, pues son dependientes de la temperatura y de la longitud de onda; aunque estas variaciones fueran pequeñas, dadas las dimensiones de los dominios, estas reducen drásticamente la eficiencia de conversión, además que una fluctuación en la intensidad del haz de bombeo también influiría en esta eficiencia de conversión. Aunque es posible mediante una simulación por computadora determinar las “longitudes exactas” de cada región del cristal, es físicamente improbable (o imposible) que se pueda llevar a la práctica tal diseño de cristal.

4.3 Estructuras aperiódicas

Una estructura de los dominios ferroeléctricos en el cristal alternativa a la explicada anteriormente consiste en diseñar una estructura de dominios en el que de alguna manera se mezclen las periodicidades requeridas a lo largo de todo el cristal de tal manera que no hay una periodicidad bien definida de los dominios ferroeléctricos; se dice entonces que el cristal ferroeléctrico está aperiódicamente polarizado, como se muestra en la Figura 17. En el caso de emplear un cristal de niobato de litio hacemos referencia a esta estructura empleando la abreviación APLN (por sus siglas en inglés)

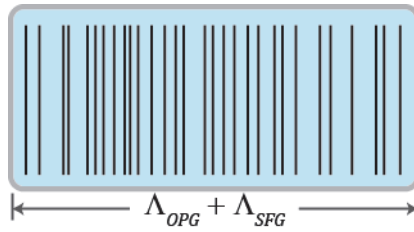


Figura 17. Procesos no lineales en cascada en una estructura aperiódicamente polarizada.

Aunque este tipo de estructuras es más compleja, tiene la ventaja de que se aprovecha mejor la longitud de interacción pues la estructura se diseña de tal manera que todo el medio contribuya a la conversión de todas las frecuencias deseadas y no sólo una sección de él, como ocurre en el caso de estructuras secuencialmente periódicas; además de que se reduce el ancho de banda de los pulsos generados en comparación con los anchos de banda obtenidos en la estructura secuencialmente periódica.

La técnica empleada en este trabajo para diseñar la estructura aperiódica de los dominios ferroeléctricos (mezcla de las periodicidades) es similar a la presentada por Robles-Agudo y Cudney (2011) en la que los dominios se definen mezclando las periodicidades para diferentes procesos mediante una sumatoria; en nuestro caso no será así pues debemos realizar una mezcla para dos diferentes procesos: OPG y SFG, y en nuestro caso el segundo proceso depende directamente del primero.

Antes de exponer nuestra técnica para diseñar la estructura aperiódica consideremos el proceso de OPG y retomemos las expresiones que describen la variación espacial de los campos que se propagan a lo largo del medio no lineal, es decir, las ecuaciones acopladas (43), (44) y (45).

Si consideramos que la longitud del cristal es L y que los campos electromagnéticos se propagan en la dirección z , al integrar la expresión (43) con respecto a z se tiene

$$\int_0^L \frac{dE_s}{dz} dz = E_s(L) - E_s(0), \quad (64)$$

esto es

$$\int_0^L i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi^{(2)}(z) E_p(z) E_i^*(z) e^{i\Delta k z} dz = E_s(L) - E_s(0),$$

o bien

$$i \frac{\omega_s}{2n_s c} \int_0^L \chi^{(2)}(z) E_p(z) E_i^*(z) e^{i\Delta k z} dz = E_s(L) - E_s(0). \quad (65)$$

Bajo la aproximación de que los campos de las ondas de bombeo y acompañante son constantes a lo largo del medio no lineal, se tiene que

$$i \frac{\omega_s}{2n_s c} E_p E_i^* \int_0^L \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k z} dz = E_s(L) - E_s(0). \quad (66)$$

Por otro lado, suponiendo que $E_s(0)=0$ y puesto que $\chi^{(2)}(z)$ es cero fuera del cristal, podemos escribir

$$E_s(L) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k z} dz = \chi^{(2)}(\Delta k), \quad (67)$$

donde $\chi^{(2)}(\Delta k)$ es la componente de Fourier de la no linealidad de la frecuencia espacial Δk . La expresión (67) nos indica que la amplitud del campo E_s es proporcional a la transformada de Fourier de la no linealidad $\chi^{(2)}(z)$, entonces para que ocurra eficientemente la generación del campo E_s , la no linealidad del medio debe contener una componente de Fourier a la frecuencia espacial Δk adecuada para el proceso de OPG; a mayor amplitud de dicha componente, mayor será la eficiencia de conversión.

Ahora, si se deseáramos generar N procesos no lineales en el mismo cristal cada uno caracterizado por su desempatamiento Δk_j , entonces la estructura debe tener una componente de Fourier

$$\chi^{(2)}(\Delta k_j) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k_j z} dz, \quad (68)$$

lo suficientemente grande para cada proceso.

Existen diferentes formas de diseñar la estructura de tal forma que satisfaga que se tiene una componente de Fourier adecuada para cada uno de los N procesos no lineales. Robles-Agudo y Cudney (2011) proponen un método en el que primero se define una función

$$f(z) = \text{sgn} \left(\sum_{j=1}^N \text{Re} \left(e^{[-i(\Delta k_j z + \phi_j)]} \right) \right), \quad (69)$$

o en forma equivalente se puede escribir

$$f(z) = \text{sgn} \left(\sum_{i=1}^N \cos(\Delta k_j z) \right); \quad (70)$$

en base a esta función se define la no linealidad aperiódica $\chi^{(2)}(z)$ mediante la función

$$\chi^{(2)}(z) = |\chi^{(2)}| f(z). \quad (71)$$

En resumen, si se desea generar N procesos no lineales cada uno caracterizado por su constante de desempatamiento Δk_j , entonces se define la función $f(z)$ como se indica en (70), y la polarización espontánea $P(z)$ en el cristal debe ser $+P_s$ si $f(z) > 0$ o bien debe ser $-P_s$ en el caso en que $f(z) < 0$.

Como ejemplo, en la Figura 18 la línea gris muestra la gráfica de la variación espacial que debería tener idealmente la no linealidad para que ocurra cierto proceso de conversión de frecuencias, mientras que la línea negra representa la variación espacial de la no linealidad que se puede lograr experimentalmente en un cristal ferroeléctrico empleando la función $f(z)$.

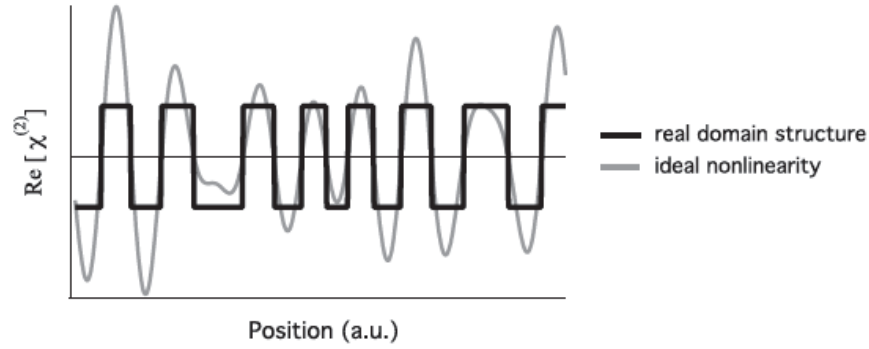


Figura 18. Variación espacial de la no linealidad. (Robles-Agudo y Cudney, 2011)

4.4 Fuente de luz roja

En resumen a lo expuesto anteriormente, para generar luz roja (de longitud de onda λ_r) a partir de luz infrarroja (de longitud de onda λ_p) diseñaremos un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado (APLN) en el cual se realizarán en cascada dos procesos ópticos no lineales: OPG y SFG. Para el diseño de la estructura aperiódica definiremos una función similar a la función (69) que modulará espacialmente la no linealidad $\chi^{(2)}$ del medio.

Puesto que para nuestro propósito es necesario que se genere primero una onda señal con longitud de onda λ_s para que posteriormente se pueda generar la onda de la luz roja, entonces es necesario controlar la razón de las magnitudes de las componentes de Fourier para cada proceso. Por simplicidad, esto lo haremos introduciendo un factor de peso que controlará la importancia de cada componente de Fourier en la función de modulación. Definimos pues esta función de la siguiente manera:

$$g(z) = \text{sgn} \left[(1-w) \cos(\Delta k_{OPG} z) + w \cos(\Delta k_{SFG} z) \right], \quad (72)$$

donde w es el factor de peso mencionado y Δk_{OPG} y Δk_{SFG} son los desfases de los procesos de OPG y SFG respectivamente, y están dados por

$$\Delta k_{OPG} = k_p - k_s - k_i, \quad (73)$$

$$\Delta k_{SFG} = k_r - k_s - k_p. \quad (74)$$

De manera equivalente, la función que modula espacialmente la no linealidad dada en la expresión (72) podemos escribirla como:

$$g(z) = \text{sgn} \left[(1-w) \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_{OPG}} z \right) + w \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_{SFG}} z \right) \right], \quad (75)$$

donde Λ_{OPG} y Λ_{SFG} son las periodicidades requeridas para los procesos de OPG y SFG, respectivamente, en la técnica de cuasiempatamiento de fases. Así pues, considerando que las ondas que se propagarán en el APLN tendrán polarización extraordinaria la no linealidad será entonces:

$$\chi^{(2)}(z) = \chi_{33}^{(2)} g(z). \quad (76)$$

Por otro lado, de una manera similar a lo visto en la sección 2.1.2, se puede resolver la ecuación general de onda no lineal para nuestro caso particular en el que se realizarán los procesos de OPG y SFG en el mismo medio no lineal, obteniéndose las ecuaciones acopladas que describen la propagación de los campos a lo largo del APLN y que son las siguientes:

$$\frac{d}{dz} E_s(t, z) = i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi^{(2)}(z) \left(E_p(t, z) E_i^*(t, z) e^{i\Delta k_{OPG} z} + E_r(t, z) E_p^*(t, z) e^{i\Delta k_{SFG} z} \right), \quad (77)$$

$$\frac{d}{dz} E_i(t, z) = i \frac{\omega_i}{2n_i c} \chi^{(2)}(z) E_p(t, z) E_s^*(t, z) e^{i\Delta k_{OPG} z}, \quad (78)$$

$$\frac{d}{dz} E_p(t, z) = i \frac{\omega_p}{2n_p c} \chi^{(2)}(z) \left(E_s(t, z) E_i(t, z) e^{-i\Delta k_{OPG} z} + E_r(t, z) E_s^*(t, z) e^{i\Delta k_{SFG} z} \right), \quad (79)$$

$$\frac{d}{dz} E_r(t, z) = i \frac{\omega_r}{2n_r c} \chi^{(2)}(z) E_s(t, z) E_p(t, z) e^{-i\Delta k_{SFG} z}. \quad (80)$$

Más adelante, en la sección 5.1, se presentará un conjunto de ecuaciones acopladas que describen la propagación de los campos a lo largo del APLN para el caso

específico de que las ondas señal y acompañante del proceso OPG son iguales; tal conjunto de ecuaciones no es más que una simplificación del conjunto de ecuaciones (77) - (80) aquí presentado y que se obtiene al considerar el caso degenerado del proceso OPG.

4.4.1 Desarrollo experimental

Considerando como fuente de bombeo la emisión de un láser de Nd:YAG ($\lambda_p = 1064 \text{ nm}$) se diseñaron 6 estructuras aperiódicas para generar luz roja cuya longitud de onda elegida fue de $\lambda_r = 640 \text{ nm}$. Tres de los diseños se hicieron para trabajar con el cristal a una temperatura $T_1 = 25 \text{ °C}$ y los otros tres para $T_2 = 40 \text{ °C}$.

La razón de hacer diseños para diferentes temperaturas es que por un lado podemos aprovechar el hecho de que al aumentar la temperatura del cristal, existe una expansión térmica en él, provocando que también aumenten las periodicidades de los dominios ferroeléctricos y en consecuencia cambia la longitud de onda de emisión, esto es, podemos sintonizar la longitud de onda de emisión variando la temperatura del cristal; por otro lado, aumentando la temperatura del cristal disminuimos la posibilidad de que ocurra daño fotorrefractivo en él.

Para cada temperatura, T_1 y T_2 , tres diseños se hicieron considerando factores de peso w diferentes. La longitud de onda de la onda señal requerida para el proceso de SFG y generada mediante el proceso de OPG es $\lambda_s = 1606 \text{ nm}$ y se calculó a partir de la ecuación (61), mientras que longitud de onda de la onda acompañante es $\lambda_1 = 3153 \text{ nm}$ y se calculó a partir de la ecuación (62). Las periodicidades respectivas requeridas para los procesos de OPG y SFG se calcularon con las ecuaciones (55) y (56), respectivamente. La Tabla 1 muestra los datos de las estructuras diseñadas.

Tabla 1. Datos de diseños de estructuras aperiódicas

Estructura	Factor w	Temperatura T (°C)	Periodicidad Λ_{OPG} (μm)	Periodicidad Λ_{SFG} (μm)
R1	0.20	25	30.57	12.07
R2	0.25			
R3	0.29			
R4	0.20	40	30.52	12.03
R5	0.25			
R6	0.29			

Los diseños se transfieren a obleas de niobato de litio de $500\ \mu\text{m}$ de espesor mediante las técnicas fotolitográfica y de polarización eléctrica estándar adaptadas por el grupo de trabajo Láseres y Óptica No lineal; las técnicas se encuentran reportadas de manera detallada en (Cudney R. S. et al., 2002), aquí se presentará de forma muy breve el proceso de fabricación.

Primero se graba una mascarilla en película holográfica de alta resolución la cual es sensible a luz verde. La mascarilla consiste en pares de líneas oscuras y claras cuyos anchos corresponden a las regiones del cristal donde la polarización debe tener dirección $+P_s$ y $-P_s$, respectivamente. La información sobre los anchos de las franjas oscuras y claras se puede obtener mediante algún software para cada diseño presentado en la Tabla 1, sin embargo debe aumentarse ligeramente el ancho de las rendijas oscuras ($\sim 3\ \mu\text{m}$) para compensar el crecimiento lateral de los dominios ferroeléctricos que ocurre durante su formación (ver detalles en Cudney et al., 2002). La grabación de la mascarilla se hace iluminando una rendija con luz filtrada de un láser verde y, empleando una lente, se forma la imagen de la rendija sobre la película holográfica la cual a su vez se encuentra sobre una platina que se puede desplazar lateral y horizontalmente. El ancho de la rendija, el desplazamiento de la platina y el tiempo de exposición se controlan mediante una computadora, al final se obtiene una mascarilla con los 6 diseños algo similar a lo que se muestra en la Figura 19.

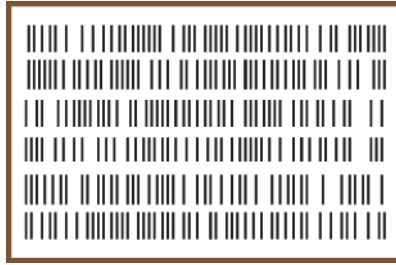


Figura 19. Mascarilla con 6 diseños en película holográfica.

El siguiente paso es transferir el patrón de las franjas a la oblea de niobato de litio mediante un proceso litográfico; para hacerlo primero se deposita una película de fotorresina de aproximadamente $2\text{ }\mu\text{m}$ de espesor sobre la cara $+z$ del cristal, el depósito de fotorresina se hace mediante la técnica de “*spin-coating*”; posteriormente se coloca la mascarilla sobre la película de fotorresina, se expone a luz ultravioleta y a continuación la oblea se somete a un proceso de revelado en el cual la fotorresina que quedó expuesta directamente a la luz ultravioleta (regiones claras de la mascarilla) se disuelve. Esto nos deja con el cristal con regiones en las que hay fotorresina y otras regiones donde no hay fotorresina. Las regiones sin fotorresina será donde se invertirá la polarización del cristal.

Una vez revelado el cristal, éste se coloca entre dos bloques de acrílico y entre cada bloque y el cristal se coloca un “*o-ring*”. El espacio que queda entre los bloques y el cristal (interior del “*o-ring*”) se llena con cloruro de litio disuelto en agua, el cual es una sustancia altamente conductora y funcionará como electrodo para aplicar el voltaje en las zonas expuestas del cristal.

A continuación se hace la inversión de la polarización del cristal aplicando para ello un alto voltaje de aproximadamente 11 kV. Una vez hecho esto, el cristal se retira de entre los bloques de acrílico, se limpia y hornea durante una hora a una temperatura de $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, esto con el fin de eliminar los esfuerzos internos producidos al efectuarse la inversión de la polarización. Posteriormente el cristal se corta y se pulen las caras de entrada y salida de los haces, y como paso final se coloca una película antirreflejante en estas caras pulidas; la película antirreflejante se diseña para la onda señal. Como resultado final del proceso de corte y pulido, nos queda un cristal aperiódicamente polarizado de 34 mm de longitud.

Una vez terminado el cristal, se montó el arreglo experimental mostrado en la Figura 20. Como fuente de bombeo se utilizó un láser de Nd:YAG que emite pulsos de un ancho temporal de 12 ns (FWHM) con una tasa de repetición de 10 Hz y una energía por pulso máxima de 10 mJ ; el haz tiene un factor de calidad espacial $M^2 = 5$ y un radio de 1.5 mm justo antes de ser enfocado por el par de lentes L1 y L2. Para regular la energía que incide en el cristal se utilizó una configuración de placa retardadora de media longitud de onda ($\lambda/2$) y un polarizador Glan-Thompson (Pol).

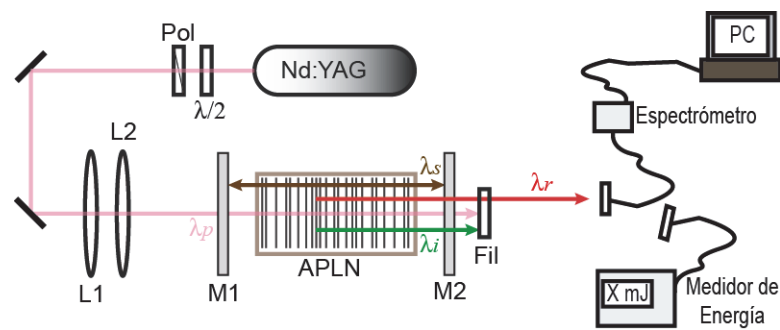


Figura 20. Diagrama experimental de fuente de luz roja

Como se mencionó anteriormente, para aumentar la eficiencia de conversión, el cristal se colocó dentro de una cavidad resonante la cual está conformada por dos espejos planos dieléctricos, M1 y M2, los cuales tienen una transmitancia de 80% para las intensidades de los campos de λ_p y λ_r , además de una reflectancia de 70% para la intensidad del campo de λ_s , estos valores fueron medidos empleando dos espectrómetros, uno para la región visible y otro para la región del infrarrojo cercano, y con una fuente de luz blanca de referencia; el OPO construido es pues sencillamente resonante que oscila a la longitud de onda de la onda señal. Los espejos están separados entre sí por una distancia de 5.5 cm . El cristal está en medio de los espejos y montado sobre una platina de aluminio la cual se puede desplazar perpendicularmente a la propagación del haz, esto con el fin de poder seleccionar entre los 6 diseños que se grabaron en el cristal; la platina tiene además un calefactor cerámico para poder trabajar con el cristal a diferentes temperaturas y ésta es regulada mediante una Controladora Eurotherm.

El haz de bombeo se enfoca dentro del cristal mediante un par de lentes, una lente esférica (L1) de 400 mm de longitud focal y una lente cilíndrica (L2) de 100 mm de longitud focal. Se eligió esta configuración de lentes para enfocar el haz con una sección transversal elíptica. La razón para esto es que para un primer montaje se había determinado que, para mantener los haces lo más colimados y confinados dentro del cristal, se emplearía una lente esférica de 100 mm de longitud focal; sin embargo al enfocar únicamente con esta lente se obtiene un haz con un sección transversal circular con un radio de aproximadamente 120 μm . El umbral de daño del niobato de litio es de 3 J/cm^2 , por lo que la energía máxima por pulso de bombeo que podríamos usar sería de $\sim 1.4 \text{ mJ}$. Por otro lado, el cristal tiene un grosor (la dimensión a lo largo del eje c) de tan solo 500 μm , por lo que el radio del haz no se puede hacer más grande sin que sufra pérdidas por la apertura del cristal. Al introducir una segunda lente, esta vez cilíndrica, se obtiene un haz con una sección transversal elíptica, la cual sí puede entrar al cristal APLN sin sufrir pérdidas por apertura. Con el par de lentes se obtuvo un haz con radio de 200 μm a lo largo del eje c y 1.75 mm en la otra dirección. El área de esta sección transversal nos permitiría bombear al cristal con una energía por pulso de hasta $\sim 33 \text{ mJ}$.

Frente a la salida de la cavidad se colocaron filtros (Fil) que permiten únicamente el paso de la luz roja y se empleó un espectrómetro *Ocean Optics USB2000* para obtener el espectro de la luz roja, este dispositivo tiene una resolución de 0.5 nm y su intervalo de detección es de 400 – 1100 nm.

Finalmente se empleó un medidor de energía para cuantificar la energía por pulso de la luz roja que se obtiene a la salida de la cavidad. Los resultados obtenidos se presentan en la siguiente sección.

La Figura 21 muestra el oscilador óptico paramétrico construido.

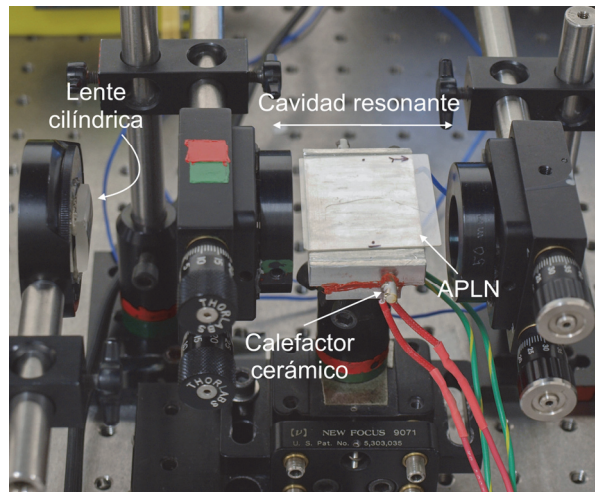


Figura 21. Oscilador óptico paramétrico.

4.4.2 Resultados

Manteniendo la temperatura del cristal a 25 °C y antes de hacer incidir el haz de bombeo sobre él, se colocó el medidor de energía justo después del polarizador (POL) y se rotó sobre su eje óptico a la placa retardadora $\lambda/2$ hasta que la energía por pulso de la fuente de bombeo que se obtiene después del polarizador fuera mínima.

Posteriormente se retiró el medidor de energía para que ahora sí incida el haz de bombeo sobre el cristal, y se rotó la placa $\lambda/2$ para aumentar lentamente la energía de los pulsos del haz de bombeo hasta que se observó a la luz roja sobre una pantalla blanca colocada al final del arreglo experimental (Figura 22). La energía de los pulsos de bombeo con la cual se comenzó a observar la luz roja fue de ~ 1 mJ.

Fijando esta energía de los pulsos de bombeo, se obtuvieron los espectros de la luz roja producida por los diseños R1, R2 y R3 empleando para ello el espectrómetro y el software *SpectraSuite* proporcionado por el fabricante del dispositivo.

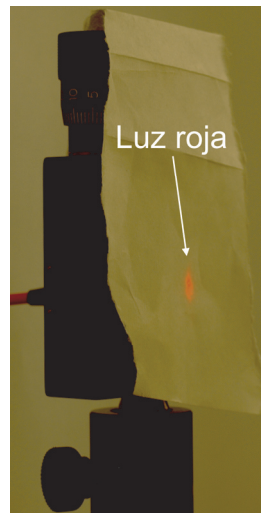


Figura 22. Luz roja generada por el oscilador.

Posteriormente, manteniendo aún las mismas condiciones de temperatura y energía de bombeo, se intentó medir la energía de los pulsos de luz roja, sin embargo con la energía de bombeo de 1 mJ no se obtuvo suficiente energía para ser medida. Nuevamente se aumentó lentamente la energía de los pulsos del bombeo rotando la placa $\lambda/2$, hasta una energía de 3 mJ que fue la mínima energía de bombeo para la cual ya se podía medir la energía de los pulsos de luz roja generada. A partir de aquí se fue aumentando la energía de los pulsos del bombeo en pasos de 0.5 mJ y en cada paso se midió la energía por pulso correspondiente de la luz roja generada.

La Figura 23 muestra el espectro de la luz roja y la energía de los pulsos para el caso del diseño R1.

Como se puede observar en espectro (Figura 23a)), la longitud de onda obtenida tiene una gran concordancia con la longitud de onda de diseño y, por otro lado, el ancho de banda es de ~ 2 nm. En cuanto a la energía, en la Figura 23b) se observa que la energía por pulso máxima obtenida para este diseño fue de ~ 120 μ J cuando se bombeó con una energía por pulso de 9 mJ. Esto significa una eficiencia máxima de 1.4 %.

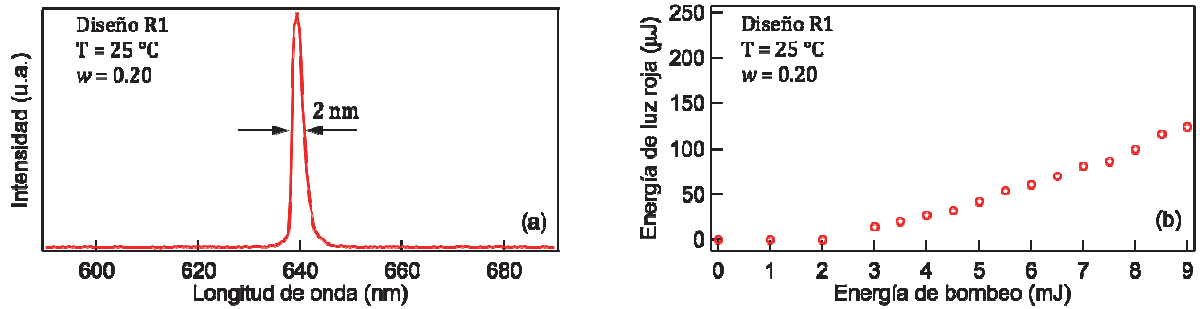


Figura 23. (a) Espectro de la luz roja y (b) energía por pulso obtenida con el diseño R1 bombeado con un láser de Nd:YAG y cristal con $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$

En el caso del diseño R2 el espectro de la luz roja y la energía de los pulsos de la luz roja se muestran en la Figura 24.

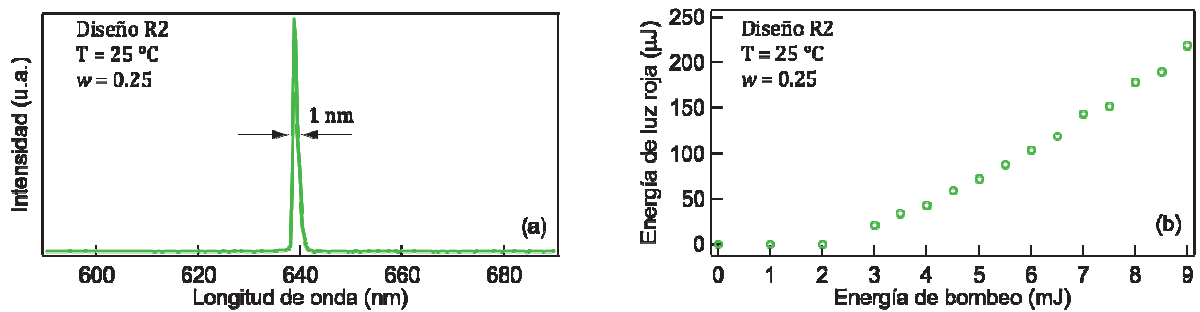


Figura 24. (a) Espectro de la luz roja y (b) energía por pulso obtenida con el diseño R2 bombeado con un láser de Nd:YAG y cristal con $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$.

En este caso también podemos observar en Figura 24a) la gran concordancia en la longitud de onda obtenida, aunque para este caso, el ancho de banda es un poco menor, siendo este de $\sim 1\text{ nm}$. En cuanto a la energía de los pulsos (Figura 24b)), se obtuvo que la energía máxima fue de $\sim 219\text{ }\mu\text{J}$ al bombear el cristal con una energía por pulso de 9 mJ, por lo que la eficiencia máxima de conversión para este diseño es de 2.4 %.

Por último, para esta temperatura de $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, la Figura 25 muestra el espectro de la luz roja y la energía por pulso obtenida para el diseño R3.

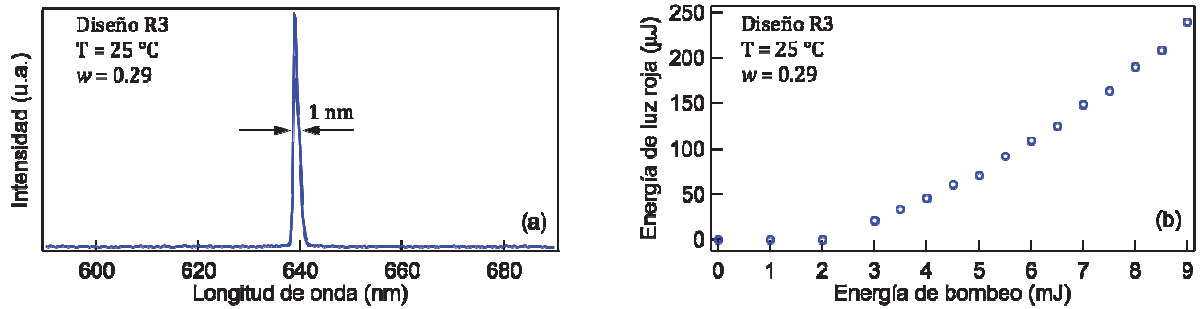


Figura 25. (a) Espectro de la luz roja y (b) energía por pulso obtenida con el diseño R3 bombeado con un láser de Nd:YAG y cristal con $T=25\text{ °C}$.

El caso de este diseño es muy similar al anterior, y solo varía ligeramente en la eficiencia de conversión, pues aquí la energía máxima obtenida fue de $\sim 240\text{ }\mu\text{J}$, y por consiguiente, la eficiencia máxima de este diseño es 2.7% .

En resumen, los resultados obtenidos indican que el diseño cuyo factor de peso es $w=0.20$ fue el que presentó menor eficiencia de conversión, mientras que los otros tienen una eficiencia máxima casi idéntica.

Además, es importante indicar que el ancho de banda tan pequeño que presentan los espectros es justamente una de las ventajas y la razón de emplear procesos no lineales en cascada mezclados en toda la longitud del cristal, pues se aprovecha la longitud total para los dos procesos, en cambio si se utiliza una estructura secuencialmente periódica, el ancho de banda resultante es mayor. En (Robles-Agudo, 2009) se puede encontrar una buena comparativa entre el diseño secuencialmente periódico y el diseño aperiódico.

A continuación, en nuestra parte experimental, se aumentó la temperatura del cristal hasta los 40 °C limitando el aumento a 2 °C/min para evitar dañar el cristal con un cambio brusco de temperatura, esto se hizo empleado la controladora Eurotherm.

Una vez que tuvo la temperatura del cristal, todos el proceso descrito anteriormente se repitió para los diseños R4, R5 y R6. Para estos diseños también se obtuvo que la mínima energía de los pulsos de bombeo a la cual se podría observar la luz roja sobre una pantalla blanca es de $\sim 1\text{ mJ}$, mientras que para poder medir la energía de los pulsos de luz roja, también fue necesario que la energía de los pulsos de bombeo fuera

de al menos 3 mJ .

La Figura 26 muestra los espectros de la luz roja y las energías por pulso obtenidas para los diseños R4, R5 y R6. En los tres casos se puede observar que también existe una gran concordancia en la longitud de onda obtenida con respecto a la longitud de onda de diseño. Para estos tres casos, los anchos de bandas también son pequeños: 1.5, 2.5 y 2 nm , para R4, R5 y R6 , respectivamente.

En cuanto a las energías por pulso obtenidas, el diseño R4 tuvo la menor eficiencia; la energía máxima obtenida para este diseño fue de $\sim 100 \mu\text{J}$ cuando se bombeó al cristal con una energía por pulso de 9 mJ , resultando en una eficiencia máxima de tan solo 1.1%. Mientras que los diseños R5 y R6 tienen eficiencias prácticamente idénticas, obteniéndose en ambos casos que la energía máxima obtenida fue de $156 \mu\text{J}$ al bombear al cristal con una energía de 9 mJ , lo que nos da una eficiencia máxima de 1.7%.

En resumen, de los 6 diseños aquí mostrados, los mejores resultados se obtuvieron con los diseños para trabajar con el cristal a una temperatura de 25°C cuyos factores de peso son 0.25 y 0.29 , obteniéndose una eficiencia de conversión máxima de 2.7%.

Es importante mencionar que con los resultados obtenidos y mostrados aquí, no es posible dar la razón exacta del por qué estos diseños tienen la mayor eficiencia de conversión, pues hay diferentes variables en juego, como el factor de peso, la temperatura de diseño, que implica índices de refracción diferentes, e inclusive podría ser que los dominios ferroeléctricos en el cristal no sean perfectos.

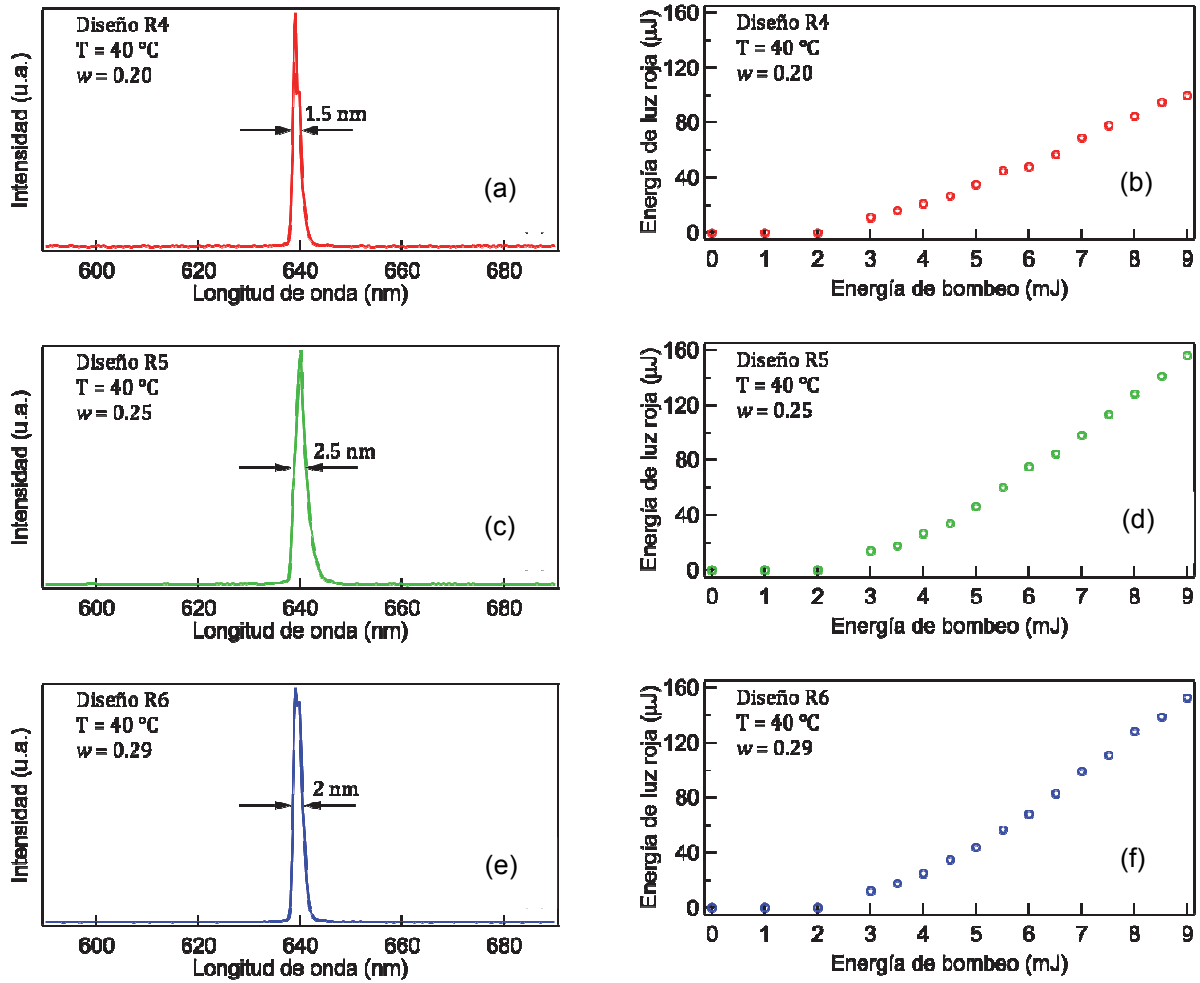


Figura 26. (a), (c) y (e) Espectros de la luz roja y (b), (d) y (f) energía por pulso obtenida con los diseños R4, R5 y R6, respectivamente, bombeados con un láser de Nd:YAG y cristal a una temperatura $T=40\text{ °C}$.

Capítulo 5. Conversión eficiente de luz infrarroja a luz roja por procesos no lineales en cascada en un APLN

En el capítulo anterior hemos visto que a partir de una fuente de bombeo que emite luz infrarroja con $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ podemos obtener luz roja con una longitud de onda λ_r arbitraria, y que para lograrlo se efectúan dos procesos no lineales de conversión de frecuencias en cascada: OPG y SFG.

Una vez establecida la longitud de onda de la luz roja, se calcula la longitud de onda de la onda señal que es necesaria que se genere en el proceso de generación óptica paramétrica, dicha onda se mezclará con la onda del bombeo y así se generará la luz roja; sin embargo, es importante notar que en el proceso de generación óptica paramétrica se genera también la onda acompañante y que la energía que adquiere esta onda prácticamente se desperdicia en el proceso de conversión, pues en realidad no contribuye en el proceso de generación de suma de frecuencias para generar la luz roja.

En este capítulo se presenta un caso particular que nos permite aumentar la eficiencia de conversión a luz roja de longitud de onda específica; también presentamos un modelo numérico que describe las amplitudes de los campos eléctricos a lo largo de su propagación dentro de la cavidad resonante en este proceso de conversión eficiente y además se presenta también el diseño y construcción de dicha fuente de luz y se hace una comparación de los resultados obtenidos.

5.1 Modelo de fuente de luz roja con $\lambda_r = 2\lambda_p/3$

Para aumentar la eficiencia de conversión a luz roja, podemos considerar el caso particular del proceso de generación óptica paramétrica en el que las frecuencias de las ondas señal y acompañante son iguales, este caso corresponde al punto degenerado de la curva de sintonización del proceso de OPG.

Al considerar pues el caso degenerado en la ecuación (9), de la condición de conservación de la energía para OPG, se tiene que

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i = \omega_s + \omega_s = 2\omega_s, \quad (81)$$

esto es

$$\omega_s = \frac{\omega_p}{2}. \quad (82)$$

Si consideramos que $\omega = 2\pi c/\lambda$ entonces, en términos de las longitudes de onda, de la expresión (82) se tiene que

$$\frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{2\lambda_p}, \quad (83)$$

o equivalentemente

$$\lambda_s = 2\lambda_p. \quad (84)$$

Por otro lado, al sustituir (82) en la ecuación de la condición de conservación de la energía (41) para el proceso de SFG se tiene que

$$\omega_r = \omega_p + \omega_s = \omega_p + \frac{\omega_p}{2}, \quad (85)$$

$$\omega_r = \frac{3\omega_p}{2}, \quad (86)$$

si consideramos que $\omega = 2\pi c/\lambda$ entonces, en términos de las longitudes de onda, se tiene que

$$\frac{1}{\lambda_r} = \frac{3}{2\lambda_p}, \quad (87)$$

$$\therefore \lambda_r = \frac{2}{3}\lambda_p. \quad -(88)$$

Esto significa que si diseñamos un cristal en el cual el proceso de OPG sea el caso degenerado, entonces al bombear con un láser Nd:YAG con $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ la ecuación (84) nos dice que la onda señal generada tendrá una longitud de onda $\lambda_s = 2128 \text{ nm}$, la cual al mezclarse con la onda de bombeo en el proceso de SFG nos producirá, según la ecuación (88), una onda cuya longitud de onda es $\lambda_r \approx 710 \text{ nm}$.

A continuación se presenta un modelo numérico de un oscilador que convierte luz infrarroja a luz roja para el caso degenerado. El modelo se basa en el esquema de la Figura 27 y se describe a continuación el proceso de simulación.

La cavidad resonante del oscilador está conformada por dos espejos dieléctricos que tienen alta transmitancia para las intensidades de las ondas de bombeo y roja, además de una alta reflectancia para la intensidad de la onda señal. Los espejos están separados entre sí por una distancia de 58 mm.

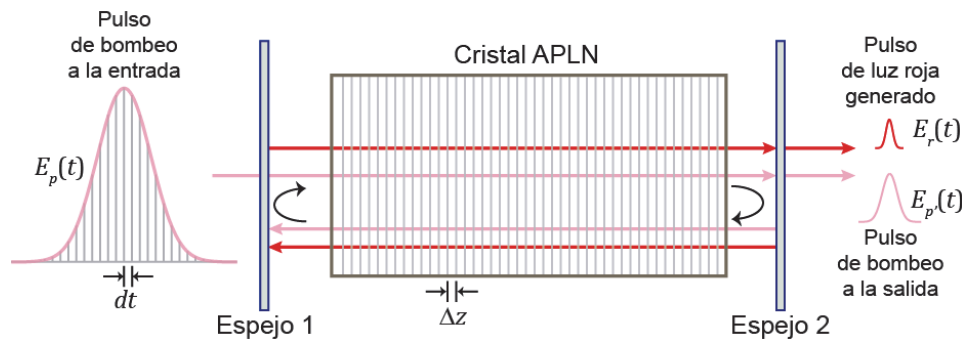


Figura 27. Esquema del proceso de simulación. Un pulso de bombeo incidente se secciona en pequeños elementos de tiempo dt y se hace propagar dentro de la cavidad resonante la cual contiene al cristal APLN.

El cristal APLN dentro de la cavidad tiene una longitud de 34 mm y está diseñado para generar luz roja mediante OPG y SFG en cascada como se ha descrito anteriormente y considerando el caso degenerado en OPG; el factor de peso w puede cambiarse libremente en la simulación.

El oscilador se bombea con pulsos gaussianos de frecuencia central ω_p ($\lambda_p = 1064 \text{ nm}$) y de un ancho temporal $\tau = 12 \text{ ns}$ (FWHM). Estos pulsos se consideran que no son perfectamente monocromáticos y para generarlos definimos su campo eléctrico como la

superposición de los campos eléctricos de cada uno de los modos de la emisión, es decir:

$$E_p(t) = \sum_{j=0}^N \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t-t_0}{a_\tau}\right)^2\right] \exp[-i(\omega_p + j\Delta\omega_p)t] \exp[i\phi_j], \quad (89)$$

donde $N = \Delta\nu_g / \Delta\nu_c$ es el número de modos, siendo $\Delta\nu_g$ el ancho de banda de ganancia del medio de ganancia del láser (Nd:YAG en nuestro caso) y $\Delta\nu_c$ es la separación entre modos. El término a_τ está relacionado con el ancho temporal de los pulsos según la expresión $a_\tau = \tau / 2\sqrt{2\ln 2}$, y el término ϕ_j se refiere a la fase aleatoria del j -ésimo modo.

Una vez definido el campo eléctrico de un pulso, éste se divide en pequeños segmentos de tiempo dt . La propagación inicia justo después del primer espejo, se toma el primer segmento temporal del pulso y este viaja desde el Espejo 1 hacia el cristal propagándose en la dirección positiva de z , después se propaga dentro del cristal en donde se resuelve el sistema de ecuaciones acopladas (ver más adelante) para determinar cómo evolucionan las amplitudes de los campos de bombeo, señal y luz roja a lo largo del cristal; al finalizar la propagación dentro del cristal, los campos de las tres ondas viajan hacia el Espejo 2 de la cavidad, y en éste, parte de las amplitudes de los campos se reflejan hacia la cavidad y parte se transmiten fuera de ella.

La fracción de la amplitud reflejada reingresa entonces al cristal y nuevamente se resuelve el sistema de ecuaciones acopladas para determinar la evolución de las amplitudes de los campos en este viaje de regreso. Al terminar la propagación de regreso, los campos viajan hacia el Espejo 1 donde nuevamente una fracción de la amplitud de ellos es reflejada a la cavidad y otra sale de ella.

En este punto, se calcula la velocidad de grupo del pulso y se determina el tiempo que tardó este segmento del campo en hacer el recorrido de ida y vuelta dentro del cristal, y se le suma el tiempo que tarda en recorrer el espacio libre; con el tiempo total del viaje redondo se determina cuál segmento del campo eléctrico del pulso debería ingresar en

este momento al cristal y se le suma la amplitud del segmento del campo que acaba de realizar un viaje redondo. Dado que la velocidad de grupo no cambia para los diferentes segmentos temporales, y en consecuencia el tiempo total de viaje redondo es igual también para todos los segmentos, estos cálculos se efectúan únicamente una vez en toda la simulación y se considera para todos los segmentos posteriores.

A continuación la simulación continúa con la propagación del segundo segmento temporal del campo del pulso de bombeo en un proceso similar al descrito para el primer segmento. Esto se repite hasta que se efectúa la propagación de todos los segmentos del campo eléctrico del pulso inicial.

Para la propagación de los campos en el cristal consideremos que E_p , E_s y E_r son las amplitudes de los campos eléctricos de las ondas de bombeo, señal y roja, con frecuencias ω_p , ω_s y ω_r respectivamente, y con sus vectores de onda respectivos k_p , k_s y k_r . Suponiendo que las tres ondas se propagan en la misma dirección dentro del medio no lineal, las ecuaciones acopladas que describen la interacción de las amplitudes de estos campos eléctricos para el caso degenerado son

$$\frac{d}{dz} E_s(t, z) = i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi^{(2)}(z) \left[2E_p(t, z) E_s^*(t, z) e^{i\Delta k_0 z} + E_r(t, z) E_p^*(t, z) e^{i\Delta k_s z} \right], \quad (90)$$

$$\frac{d}{dz} E_p(t, z) = i \frac{\omega_p}{2n_p c} \chi^{(2)}(z) \left[\left(E_s(t, z) \right)^2 e^{-i\Delta k_0 z} + E_r(t, z) E_s^*(t, z) e^{i\Delta k_s z} \right], \quad (91)$$

$$\frac{d}{dz} E_r(t, z) = i \frac{\omega_r}{2n_r c} \chi^{(2)}(z) E_s(t, z) E_p(t, z) e^{-i\Delta k_s z}, \quad (92)$$

donde z es la distancia a lo largo de la dirección de propagación de las ondas; n_p , n_s y n_r son los índices de refracción de las ondas de bombeo señal y acompañante, respectivamente y $\chi^{(2)}(z)$ es la no linealidad del medio.

Las constantes de desempatamiento de los procesos de OPG y SFG son, respectivamente:

$$\Delta k_0 = k_p - 2k_s, \quad (93)$$

$$\Delta k_s = k_r - k_s - k_p. \quad (94)$$

El sistema de ecuaciones acopladas que describe la interacción de los campos de cualquiera de los procesos no lineales que hemos visto, no tiene una solución analítica y sólo podemos obtener una aproximación numérica. Para hacer esto podemos emplear el Método de Euler (conocido también como Método de Euler hacia adelante), el cual consiste básicamente en seccionar la longitud L a lo largo del eje z , en la cual interactúan los campos eléctricos, en intervalos pequeños de longitud Δz y determinar la evolución en cada intervalo suponiendo que sabemos cómo son los campos en el paso anterior.

El método de Euler es un método numérico de primer orden, lo cual significa que el error en cada paso de la aproximación (error local) es proporcional al cuadrado de Δz , mientras que el error global es proporcional a Δz . Eligiendo entonces un tamaño de paso lo suficientemente pequeño, este método proporciona una buena aproximación de la solución de un sistema de ecuaciones acopladas.

En nuestro caso, consideremos las ecuaciones (90), (91) y (92) que describen la evolución de los campos eléctricos para el caso degenerado del proceso OPG y apliquemos el método de Euler de la siguiente manera: Integrando en ambos lados de las tres ecuaciones acopladas obtenemos:

$$\begin{aligned} \int_z^{z+\Delta z} \frac{dE_s(t, z')}{dz'} dz' &= \int_z^{z+\Delta z} i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi^{(2)}(z') 2E_p(t, z') E_s^*(t, z') e^{i\Delta k_0 z'} dz' \\ &+ \int_z^{z+\Delta z} i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi^{(2)}(z) E_r(t, z) E_p^*(t, z) e^{i\Delta k_s z} dz, \end{aligned} \quad (95)$$

$$\begin{aligned} \int_z^{z+\Delta z} \frac{dE_p(t, z')}{dz'} dz' &= \int_z^{z+\Delta z} i \frac{\omega_p}{2n_p c} \chi^{(2)}(z') (E_s(t, z'))^2 e^{-i\Delta k_0 z'} dz' \\ &+ \int_z^{z+\Delta z} i \frac{\omega_p}{2n_p c} \chi^{(2)}(z') E_r(t, z') E_s^*(t, z') e^{i\Delta k_s z'} dz', \end{aligned} \quad (96)$$

$$\int_z^{z+\Delta z} \frac{dE_r(t, z')}{dz'} dz' = \int_z^{z+\Delta z} i \frac{\omega_r}{2n_r c} \chi^{(2)}(z') E_s(t, z') E_p(t, z') e^{-i\Delta k_s z'} dz'. \quad (97)$$

Si del lado izquierdo de las expresiones aplicamos el teorema fundamental del cálculo, y del lado derecho sacamos constantes y consideramos que la variación de los campos es insignificante en el intervalo Δz , se tiene que:

$$\begin{aligned} E_s(t, z + \Delta z) - E_s(t, z) &= i \frac{\omega_s}{n_s c} E_p(t, z) E_s^*(t, z) \int_z^{z+\Delta z} \chi^{(2)}(z') e^{i\Delta k_0 z'} dz' \\ &+ i \frac{\omega_s}{2n_s c} E_r(t, z) E_p^*(t, z) \int_z^{z+\Delta z} \chi^{(2)}(z') e^{i\Delta k_s z'} dz', \end{aligned} \quad (98)$$

$$\begin{aligned} E_p(t, z + \Delta z) - E_p(t, z) &= i \frac{\omega_p}{2n_p c} (E_s(t, z))^2 \int_z^{z+\Delta z} \chi^{(2)}(z') e^{-i\Delta k_0 z'} dz' \\ &+ i \frac{\omega_p}{2n_p c} E_r(t, z) E_s^*(t, z) \int_z^{z+\Delta z} \chi^{(2)}(z') e^{i\Delta k_s z'} dz', \end{aligned} \quad (99)$$

$$E_r(t, z + \Delta z) - E_r(t, z) = i \frac{\omega_r}{2n_r c} E_s(t, z) E_p(t, z) \int_z^{z+\Delta z} \chi^{(2)}(z') e^{-i\Delta k_s z'} dz'. \quad (100)$$

Finalmente, aplicando la regla del rectángulo para la integral del lado derecho y despejando el primer término que aparece del lado izquierdo de las expresiones se llega al siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} E_s(t, z + \Delta z) &= E_s(t, z) + i \frac{\omega_s}{n_s c} E_p(t, z) E_s^*(t, z) \Delta z \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k_0 z} \\ &+ i \frac{\omega_s}{2n_s c} E_r(t, z) E_p^*(t, z) \Delta z \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k_s z}, \end{aligned} \quad (101)$$

$$\begin{aligned} E_p(t, z + \Delta z) &= E_p(t, z) + i \frac{\omega_p}{2n_p c} (E_s(t, z))^2 \Delta z \chi^{(2)}(z) e^{-i\Delta k_0 z} \\ &+ i \frac{\omega_p}{2n_p c} E_r(t, z) E_s^*(t, z) \Delta z \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k_s z}, \end{aligned} \quad (102)$$

$$E_r(t, z + \Delta z) = E_r(t, z) + i \frac{\omega_r}{2n_r c} E_s(t, z) E_p(t, z) \Delta z \chi^{(2)}(z) e^{-i\Delta k_s z}. \quad (103)$$

Es muy importante mencionar que debido a que el término que está dentro de las integrales de las ecuaciones (98), (99) y (100) fluctúa rápidamente, el conjunto de ecuaciones que se obtiene al aplicar la regla del rectángulo únicamente es válido cuando el tamaño de paso Δz es muy pequeño. Para las simulaciones que se hicieron en este trabajo se consideró un tamaño de paso $\Delta z = 0.1 \mu\text{m}$.

Con la expresión (89) para definir el campo eléctrico del pulso y el sistema de ecuaciones (101), (102) y (103), se simuló en computadora escribiendo una rutina en el software *Igor Pro* y nos permitió comprender el proceso de la conversión a luz roja y los efectos que se pueden producir al variar diferentes condiciones experimentales.

Antes de continuar, es importante recordar que cuando se propagan pulsos de diferentes frecuencias en un medio es necesario considerar para la deducción de las ecuaciones acopladas a las velocidades de grupo y a la dispersión de las velocidades de grupo; sin embargo, Smith y Gehr (1999) aseveran que la dispersión de la velocidad de grupo es importante únicamente para pulsos cuyas duraciones son de femtosegundos o menos, lo cual no es nuestro caso. Por otro lado, también Smith y Gehr (1999) presentan un modelo numérico que resuelva las ecuaciones acopladas en las que si se considera a las velocidades de grupo; el modelo que presentan se basa en el método de pasos seccionados (*Split-Step*) y en él se emplea el método de Runge-Kutta además de transformadas de Fourier para la propagación de los campos dentro del cristal. En este trabajo de tesis se intentó implementar el método Split-Step presentado por Smith para hacer nuestras simulaciones, sin embargo no hubo diferencias significativas en comparación con los resultados obtenidos con el método de Euler, y en cambio la simulación tardaba más tiempo en completarse, es por ello que se optó por hacer todas las simulaciones con el método de Euler.

5.1.1 Pulsos de bombeo simulados por computadora

La Figura 28 muestra una gráfica de evolución temporal de un pulso de bombeo generado por la simulación a partir de la definición de su campo eléctrico dado por la expresión (89); para generarlo se consideró una energía del pulso de $25 \mu\text{J}$.

La gráfica muestra también una envolvente gaussiana correspondiente cuyo ancho temporal es de 12 ns. Obsérvese cómo la forma temporal del pulso generado mediante la expresión (89) tiene buena concordancia con el perfil gaussiano, para usar la ecuación (89) se consideró que el ancho de banda de ganancia del medio de ganancia del láser de bombeo (Nd:YAG) es de 0.6 nm y el número de modos resultante es 27. En esta gráfica también se pueden observar fluctuaciones rápidas en la intensidad; esto se debe al batimiento de modos.

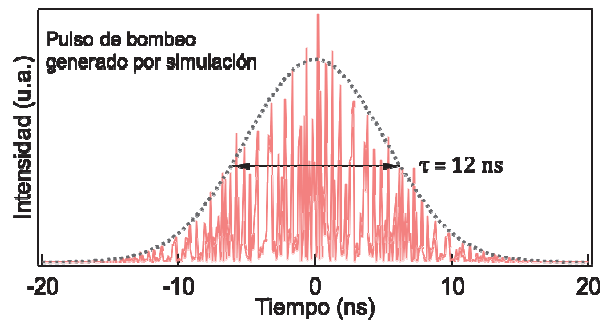


Figura 28. En rojo se muestra el pulso generado por la simulación y la línea discontinua representa la envolvente gaussiana.

Experimentalmente resulta difícil poder observar estas fluctuaciones rápidas como las que se observan en la imagen debido a que estamos limitados por la resolución de nuestro sistema de detección; para nuestro trabajo se empleó un osciloscopio *Lecroy LC574A* que tiene un ancho de banda de 1 GHz y puede efectuar una tasa de muestreo de 4 gigamuestras por segundo, su mínima resolución en el eje x (tiempo) es de 0.5 ns; en la simulación la resolución empleada es mucho mayor, y aunque podríamos utilizar la misma resolución del osciloscopio en la simulación, recordemos que el tamaño de paso en métodos numéricos influye mucho en el error global, es por ello que se usó una alta resolución temporal en la simulación.

La Figura 29 muestra un pulso de bombeo obtenido experimentalmente mediante el osciloscopio y un pulso de bombeo obtenido en la simulación generándolo a partir un promedio de 25 pulsos como los de la Figura 28.

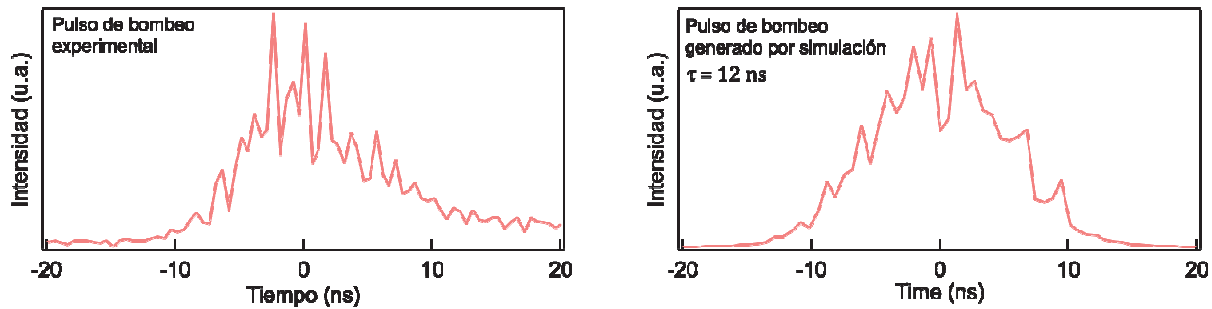


Figura 29. Evolución temporal de un pulso de bombeo de entrada obtenido experimentalmente y uno generado por la simulación, también antes de propagarse por el cristal.

Como se puede observar, en ambos se observan las fluctuaciones rápidas debido al batimiento de modos, estas fluctuaciones en general tienen mucho efecto en la conversión de frecuencias.

5.1.2 Pulsos de luz roja simulados por computadora

Veamos ahora algunos resultados obtenidos de la simulación en la generación de pulsos de luz roja. Para la rutina se consideró que el haz de bombeo se enfocó en el cristal mediante el par de lentes anteriormente descrito en capítulo anterior, y para los valores de la reflectancia y transmitancia en la simulación se consideraron las de los espejos con los que se contó en el experimento, estos espejos tienen una transmitancia de 98 y 93 % para las intensidades de las ondas de bombeo y roja, respectivamente, sin embargo como no contamos con equipo para medir su reflectancia en la región del infrarrojo alrededor de la onda señal por lo que no sabemos realmente su valor. Para las simulaciones que se hicieron, y cuyos resultados se presentan a continuación, se consideró una reflectancia de 80% para la intensidad de la onda señal. Debido a las fluctuaciones rápidas que tienen los pulsos de bombeo, los pulsos resultantes de la simulación tienen también fluctuaciones rápidas, entonces se optó por hacer un promedio de simulaciones, los resultados presentados en esta sección son pues el resultado del promedio de 100 simulaciones.

La Figura 30 muestra los perfiles temporales de dos pulsos de bombeo generados mediante la simulación y considerando un diseño de cristal con un factor $w=0.34$ y temperaturas de trabajo T de 25 y 40 °C. La energía de bombeo por pulso

considerada en ambos casos para la simulación fue de 2 mJ y en cada gráfica se presenta la evolución temporal del pulso antes de haber ingresado a la cavidad resonante además de la evolución temporal a la salida de la cavidad después de haberse propagado en ella. Como es de esperarse, el pulso a la salida de la cavidad presenta una disminución de energía; la energía perdida por este pulso fue transferida a las frecuencias señal, roja y quizás a alguna otra.

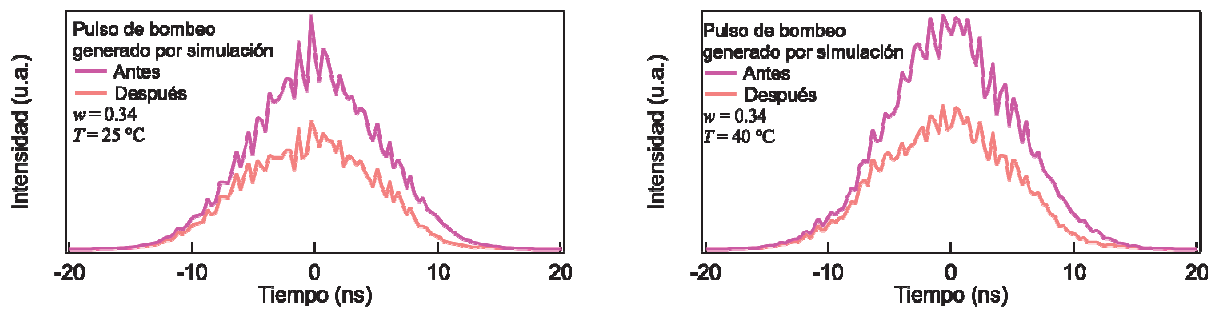


Figura 30. Evolución temporal de dos pulsos de bombeo, antes de haber ingresado a la cavidad resonante (Magenta) y al salir de ella (Rosa), generados por la simulación para dos diferentes temperaturas de trabajo, estas evoluciones temporales se obtuvieron de un promedio de 100 simulaciones.

Por otro lado, la Figura 31 muestra los perfiles temporales de los dos pulsos de luz roja generados mediante la simulación y que son los correspondientes a los pulsos de bombeo mostrados en la Figura 30. Como está indicado en las gráficas de la Figura 31, en ambos casos el ancho temporal es de ~ 9 ns; de hecho, haciendo diferentes simulaciones variando el factor de peso se obtuvieron resultados similares en el ancho temporal.

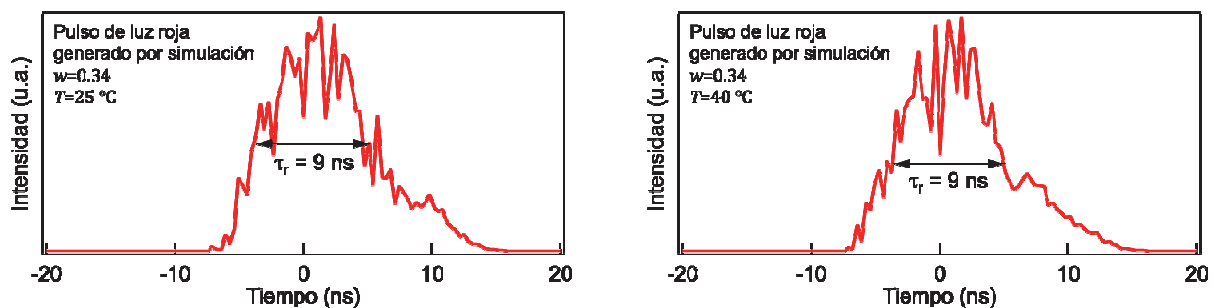


Figura 31. Evolución temporal de dos pulsos de luz roja generados por la simulación para dos diferentes temperaturas de trabajo, estas evoluciones temporales se obtuvieron de un promedio de 100 simulaciones.

Ahora, en la misma Figura 31 podemos observar que las evoluciones temporales no tienen un perfil gaussiano sino que parece estar deformado, siendo esto notorio del lado derecho de cada gráfica; la razón de esto es que, mientras los primeros segmentos temporales del pulso de bombeo no tienen la energía suficiente para que se logre una conversión a la luz roja, los segmentos opuestos simétricos al ingresar a la cavidad adquieren más energía pues se combina la energía que tienen originalmente con la fracción de la energía de segmentos temporales previos que en ese momento haya completado un viaje redondo dentro de la cavidad, así pues estos últimos segmentos pueden tener la energía suficiente para efectuarse la conversión a luz roja.

Finalmente, la Figura 32 muestra las gráficas de las evoluciones temporales de los pulsos correspondientes a la onda señal obtenidos en la simulación. Obsérvese que en este caso es más evidente la asimetría del pulso.

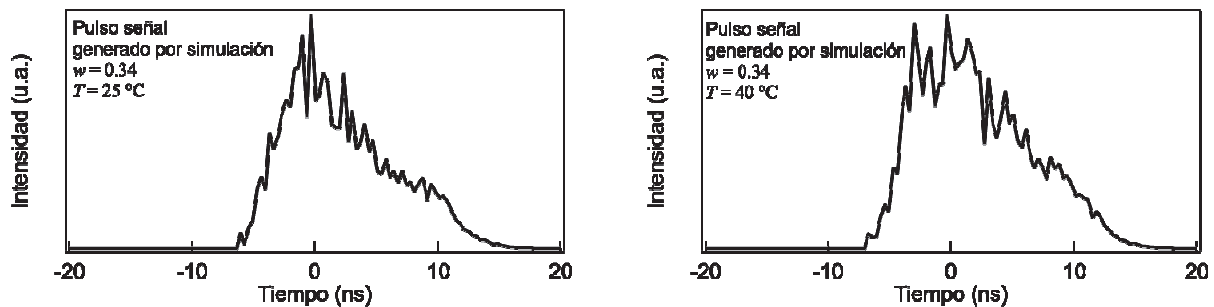


Figura 32. Evolución temporal de dos pulsos de la onda señal generados por la simulación para dos diferentes temperaturas de trabajo, estas evoluciones temporales se obtuvieron de un promedio de 100 simulaciones

5.1.3 Energía obtenida en simulación por computadora de pulsos de luz roja

Considerando en la simulación un diseño de cristal con un factor de peso $w = 0.34$ y una temperatura de trabajo de $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$, se hizo un ciclo con la rutina de propagación de tal manera que se fuera variando la energía de los pulsos de bombeo. Para esto, se comenzó el ciclo considerando una energía de bombeo de 0.010 mJ y se obtuvo la evolución temporal de la luz roja con la simulación de propagación, a continuación se integra con respecto al tiempo a dicha evolución temporal para obtener la energía del pulso. Posteriormente se aumenta en 0.010 mJ la energía de bombeo y se repite el

proceso anterior.

La Figura 33 muestra la gráfica de los resultados de la energía de los pulsos de luz roja obtenida en el ciclo en función de la energía de los pulsos de bombeo.

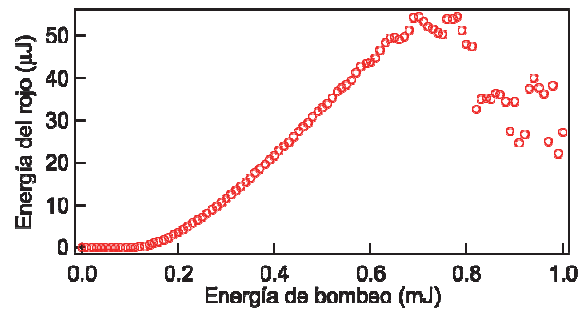


Figura 33. Simulación de la energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo incidente.

En esta simulación se obtuvo que el umbral de oscilación ocurre a una energía de bombeo de aproximadamente 0.120 mJ, energía a partir de la cual conforme se va aumentando, también la energía de los pulsos de luz roja comienza a aumentar. Sin embargo, cuando la energía de bombeo alcanza aproximadamente los 0.600 mJ (poco más de 5 veces la energía umbral), la energía obtenida en los pulsos de luz roja comienza a fluctuar.

Para entender la razón de estas fluctuaciones consideremos dos segmentos arbitrarios del pulso de bombeo, uno cuya energía sobrepasa apenas la energía umbral y otro con una energía mayor. Conforme el segmento se va propagando a lo largo del cristal, las ondas de los campos de bombeo, señal y roja empiezan a interactuar de tal manera que la energía de las ondas señal y roja comienzan a aumentar a expensas de la energía del bombeo, como se muestra en la Figura 34a); si durante la propagación llega un momento en que la energía del bombeo se agota lo suficiente, al seguir interactuando las tres ondas, entonces ocurre que ahora las ondas señal y roja empiezan a ceder energía a la onda de bombeo, esto se observa entre los 25 y 30 mm en la Figura 34a) y se conoce como conversión de regreso o “*back conversión*”.

Ahora, al ser procesos no lineales, si la energía del segmento temporal del bombeo

aumenta considerablemente entonces la respuesta no lineal producirá que esta interacción ocurra a una distancia menor, como se observa en la Figura 34b) en donde comienza a ocurrir la conversión de regreso poco después de 15 mm y a tal grado que en este caso casi la totalidad de la energía vuelve a ser de la onda del bombeo.

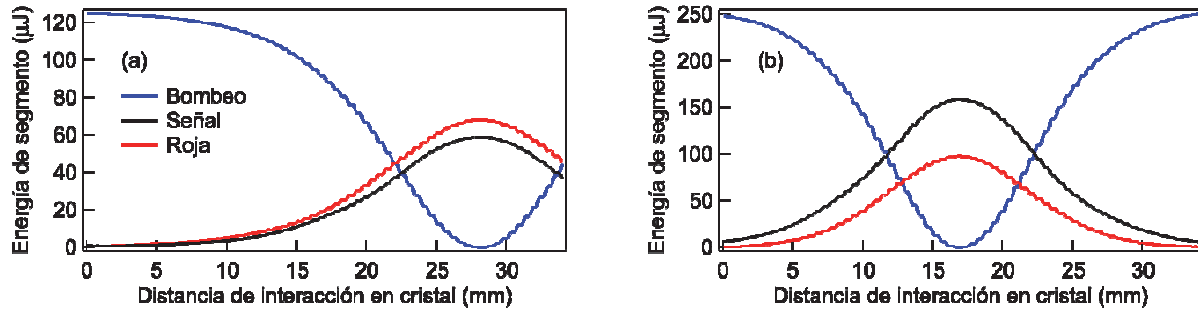


Figura 34. Interacción de la energía de las ondas dentro del cristal para un segmento de los pulsos en un viaje de (a) ida y (b) vuelta.

Entonces, lo que observamos en la gráfica de la Figura 33 es que cuando la energía de bombeo sobrepasa los 0.600 mJ la energía de la onda roja ya no crece, sino que fluctúa debido a la conversión de regreso.

Es por este mismo efecto de conversión de regreso que las fluctuaciones rápidas que se observan en los pulsos de bombeo pueden influir considerablemente en el proceso de conversión a luz roja, pues la energía incidente podría sobrepasar a la energía umbral o ser menor a este dependiendo de las fluctuaciones.

Por último, la Figura 35 muestra la gráfica del diseño presentado anteriormente en la gráfica de la Figura 34 en comparación con los resultados de la simulación para un diseño de cristal para trabajar a la misma temperatura $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ pero con un factor de peso $w = 0.20$. En esta gráfica podemos observar que en la simulación ambos diseños tienen el mismo umbral de oscilación; sin embargo la eficiencia del modelo con factor de peso $w = 0.20$ es menor y que la fluctuación de la energía de los pulsos de luz roja también ocurre de manera muy similar al modelo anterior.

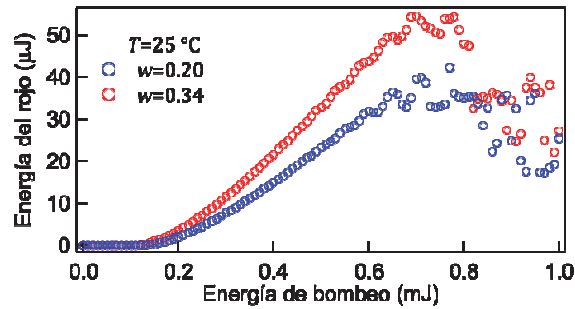


Figura 35. Simulación de la energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo incidente para dos factores de peso diferentes.

En resumen, de las simulaciones que se hicieron se obtuvo que los pulsos de luz roja generados tienen un ancho temporal de ~ 9 ns cuando se bombea con pulsos 12 ns, además se esperaría una mejor eficiencia de conversión a la luz roja para diseños de factor de peso mayor y que puede estar presente el efecto de conversión de regreso cuando la energía de los pulsos de bombeo supere la energía umbral.

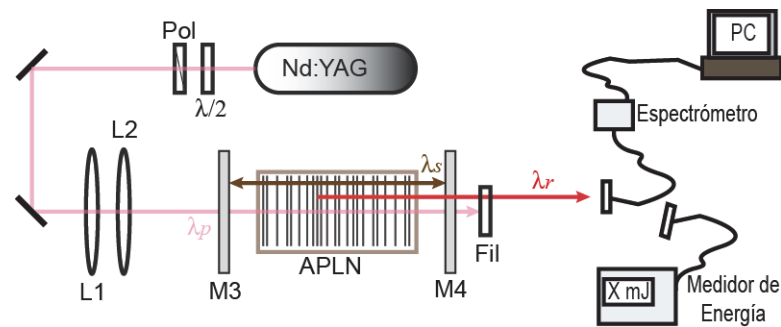
5.2 Desarrollo experimental

Empleando la misma técnica descrita anteriormente en capítulo 5, se diseñaron 6 estructuras aperiódicas para convertir luz infrarroja a luz roja con $\lambda_r = \frac{2}{3}\lambda_p$. Los diseños se hicieron para trabajar con el cristal a tres temperaturas T diferentes y considerando dos factores de peso w para cada temperatura. Los datos de los diseños se muestran en la Tabla 2.

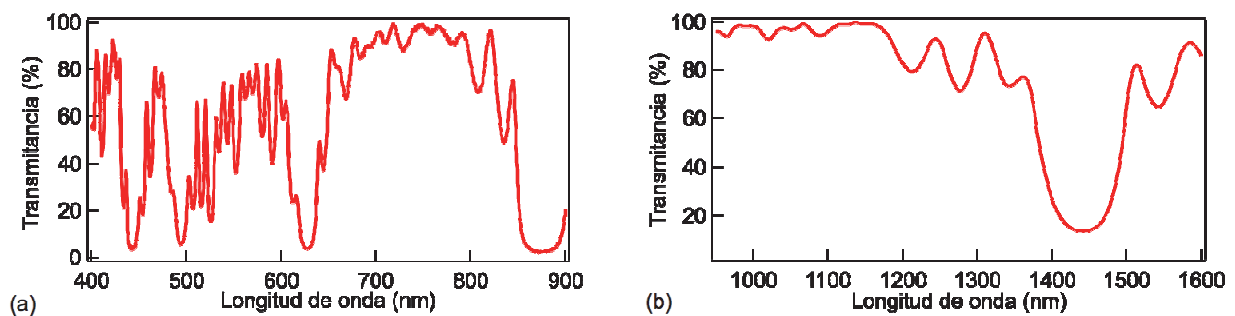
Se fabricó un cristal con estos diseños de manera similar al descrito anteriormente, con la diferencia que a este cristal se le depositó una película antirreflejante para $\lambda_s = 2128$ nm. Por otro lado, el esquema del arreglo experimental montado para este cristal se muestra en la Figura 36, que es prácticamente el mismo que el de la Figura 20 con unas pequeñas diferencias que a continuación se indican.

Tabla 2. Datos de diseños de estructuras aperiódicas para la conversión eficiente.

Estructura	Factor w	Temperatura T (°C)	Periodicidad Λ_{OPG} (μm)	Periodicidad Λ_{SFG} (μm)
R7	0.20	25	31.76	16.39
R8	0.34			
R9	0.20	40	31.70	16.34
R10	0.34			
R11	0.20	60	31.62	16.29
R12	0.34			


Figura 36. Diagrama experimental de la fuente de luz roja.

La longitud de la cavidad aumentó a 5.8 cm. Los espejos M3 y M4 son espejos que se compraron por solicitud a un fabricante con la especificación de que tuvieran alta transmitancia para las ondas de bombeo y roja, y una alta reflectancia para la onda señal. La Figura 37 muestra el espectro de transmitancia en la región VIS-NIR de los espejos comprados. El espectro de la región VIS se obtuvo con el espectrómetro *OceanOptics USB200* y el espectro IR se obtuvo con un espectrómetro *StellarNet*.


Figura 37. Espectro de transmitancia de los espejos de la cavidad. (a) Región VIS (b) Región IR

De los espectros se pudo obtener que las transmitancias aproximadas son de 98% y 93% para las intensidades de los campos de las ondas de bombeo y roja, respectivamente. Para el caso de la onda señal se desconoce la reflectancia de los espejos pues no contamos con espectrómetros adecuados para la región de IR alrededor de 2128 nm que es la longitud de la onda señal, como mencionamos anteriormente.

5.3 Resultados experimentales

De una manera similar a como se explicó en el capítulo anterior, para cada diseño se inició trabajando con el cristal a la temperatura para la cual fue hecho, y se ajustó la placa $\lambda/2$ de tal manera que con la mínima energía posible se observara la luz roja en una pantalla blanca colocada al final del arreglo experimental. Para los diseños R7, R8, R9 y R10 la energía de los pulsos de bombeo con la cual se comenzó a observar la luz roja fue de ~ 0.800 mJ, mientras que para los diseños R11 y R12 ésta energía aumentó hasta ~ 1.100 mJ.

La Figura 38 muestra el espectro de la luz roja para el diseño R7; como se puede observar está centrado en los 710 nm y con un ancho de banda de ~ 6 nm. Un espectro similar se obtuvo para el diseño R8, que fue diseñado para la misma temperatura.

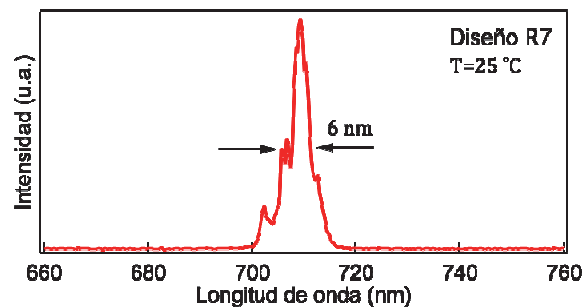


Figura 38. Espectro de la luz roja obtenida con el diseño R7.

El mayor ancho de banda comparado con los diseños mostrados anteriormente, se debe por un lado a que están interfiriendo dos ondas de longitud de onda muy cercanas, esto quedará un poco más claro con los espectros de los siguientes diseños,

y por otro lado también se debe a que al estar presente el efecto de conversión de regreso, al mezclarse nuevamente las ondas señal y roja, el ancho de banda del pulso de bombeo resultante es mayor que el que tenía inicialmente y que al volverse e combinar con la señal generada, producen a su vez que aumente el ancho de banda espectral de la luz roja.

La Figura 39 muestra el espectro de la luz roja para el diseño R9 (el espectro del diseño R10 es muy similar) a diferentes temperaturas, comenzando con una temperatura de 25 °C y aumentando hasta la temperatura del diseño $T = 40$ °C del diseño.

En la Figura 39a), b) y c) el espectro que se observa se debe a que, por un lado, como aún el cristal no está a la temperatura del diseño sino a una temperatura menor, entonces los dominios ferroeléctricos son un poco más pequeños que lo que deben ser, por lo que se tienen periodicidades que no son las correspondientes al punto de degeneración del proceso de OPG, lo que implica que las ondas señal y acompañante no son iguales, aunque sí son muy cercanas, por otro lado, y más importante aún, los índices de refracción a esta temperatura son diferentes a los índices de refracción a la temperatura de diseño, lo que provoca entonces que cambie significativamente la propagación de los campos dentro del cristal y por tanto disminuye considerablemente la eficiencia de conversión a la frecuencia deseada.

Los picos que se observan en el extremo izquierdo y en el derecho de la Figura 39a) corresponden a la mezcla de las ondas señal con bombeo y acompañante con bombeo, respectivamente, en el proceso de SFG; mientras que el pico central corresponde a la interferencia de los anteriores.

En la Figura 39b) y c) podemos observar que conforme aumenta la temperatura del cristal, y por consiguiente los dominios ferroeléctricos se hacen más grandes debido a la expansión térmica del cristal y los índices de refracción cambian aproximándose a los índices de refracción para los que se hizo el diseño, entonces los picos del extremo izquierdo y derecho se van aproximando entre sí y casi se observa ya únicamente el pico central en 710 nm.

Finalmente en la Figura 39d) podemos ver que cuando el cristal alcanza la temperatura de diseño, entonces las periodicidades de los dominios ferroeléctricos son prácticamente las del caso degenerado y los índices de refracción son los de diseño; el espectro de la luz roja resultante está centrado en 710 nm y el ancho de banda es de ~ 4 nm.

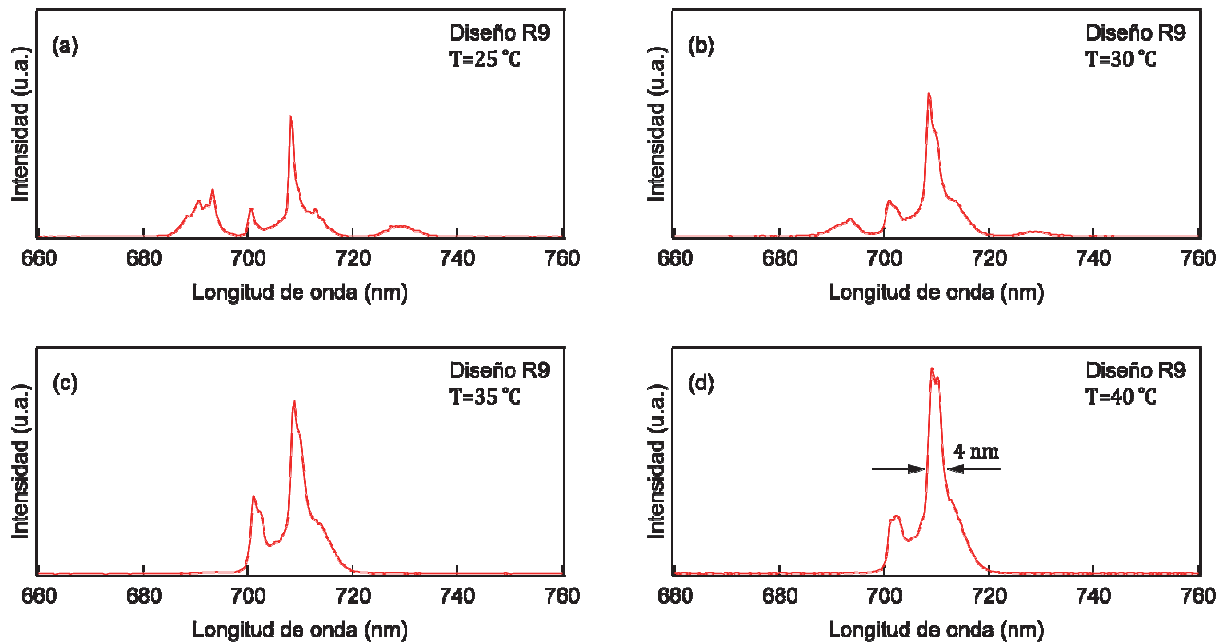


Figura 39. Espectros de la luz roja obtenida con el diseño R9 en diferentes casos de temperatura del cristal.

Por último, se obtuvo el espectro de la luz roja del diseño R11, y al igual que el caso anterior, en la Figura 40 presentamos los espectros para este diseño a diferentes temperaturas desde los 25 °C hasta la temperatura de diseño $T = 60$ °C.

Como la periodicidad requerida a 60 °C es la misma que el caso del diseño anterior a 40 °C, pero para una temperatura mayor, entonces en este diseño se tiene que a 25 °C los dominios ferroeléctricos son de menor tamaño que para el caso del diseño anterior a los mismos 25 °C de temperatura, además también el índice de refracción tiene una mayor diferencia que para los índices de refracción a la temperatura de diseño. Estos dos razones en conjunto producen que las ondas señal y acompañante al mezclarse en el proceso SFG con el bombeo producen ondas aún más separadas en longitud de onda, esto se puede observar en la Figura 40a).

Conforme se aumenta la temperatura los dominios van aumentando su tamaño y el índice de refracción va cambiando y entonces las periodicidades y el índice de refracción se acercan a las del caso degenerado. En la Figura 40b) se puede ver que cuando el cristal alcanza una temperatura de 40 °C entonces comienza a aparecer el pico correspondiente a la interferencia de las otras ondas.

En la Figura 40c) se puede ver que cuando el cristal alcanza los 50 °C estamos cerca de los valores requeridos para el caso degenerado; las ondas señal y acompañante son muy cercanas y su mezcla con el bombeo en el proceso de SFG produce ondas muy cercanas.

Finalmente en la Figura 40d) cuando el cristal alcanza la temperatura del diseño entonces se tienen prácticamente el caso degenerado; el espectro resultante tiene una longitud de onda centrada en 710 nm y el ancho de banda es de ~ 4.5 nm .

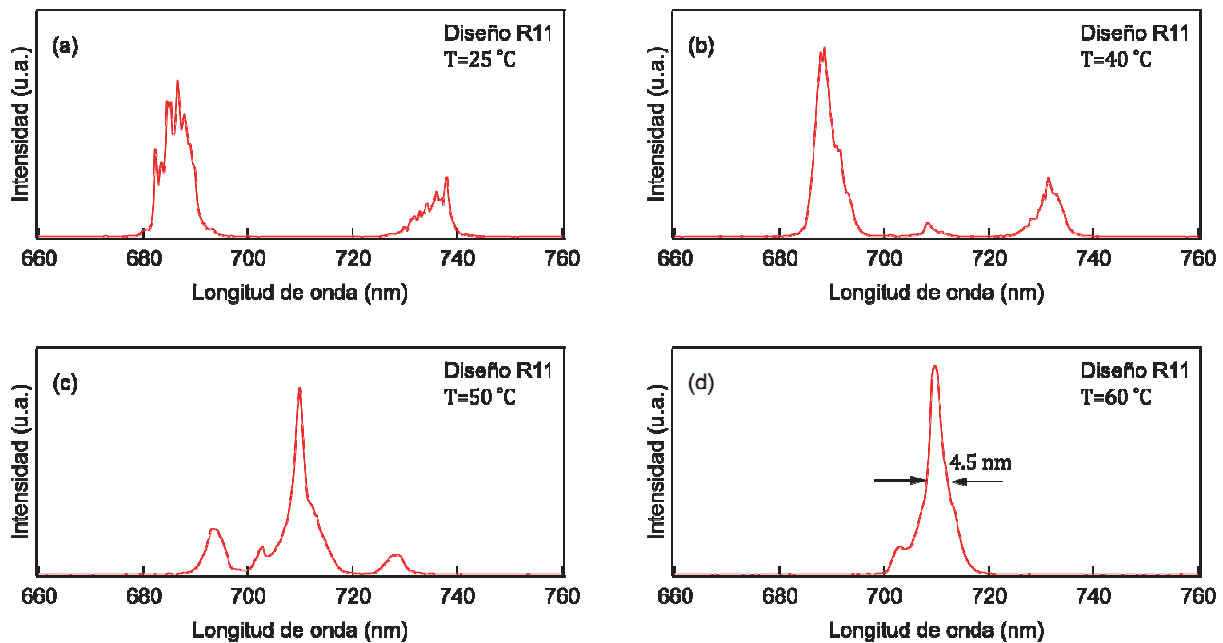


Figura 40. Espectros de la luz roja obtenida con el diseño R11 en diferentes casos de temperatura del cristal.

De lo anterior, es claro que el ancho de banda de mayor tamaño que los diseños presentados en el capítulo previo se debe a que si no se tiene una periodicidad exactamente igual a la del punto de degeneración de la curva de sintonización, como de hecho ocurre pues físicamente sería muy difícil la exactitud, entonces las ondas señal y

acompañante no son exactamente iguales sino muy cercanas entre sí, lo que produce que al mezclarse con las ondas de bombeo en el proceso de SFG se tengan ondas resultantes también muy cercanas entre sí, y las cuales interfieren el extremo final de una con el extremo inicial de la otra, produciéndose el pico central que se observa en las gráficas anteriores.

A continuación se procedió a obtener la energía que se obtiene de los pulsos rojos para los diseños de temperatura $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $T=40\text{ }^{\circ}\text{C}$; a diferencia de los diseños presentados en el capítulo anterior, la energía mínima con la que se pudo obtener una emisión roja medible fue de $\sim 1\text{ mJ}$ para estos cuatro diseños, por lo que esto en principio ya significa una gran mejora en la eficiencia de conversión.

La gráfica de la Figura 41 muestra la energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de los pulsos de bombeo para los diseños R7 y R8, y manteniendo el cristal a una temperatura $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$.

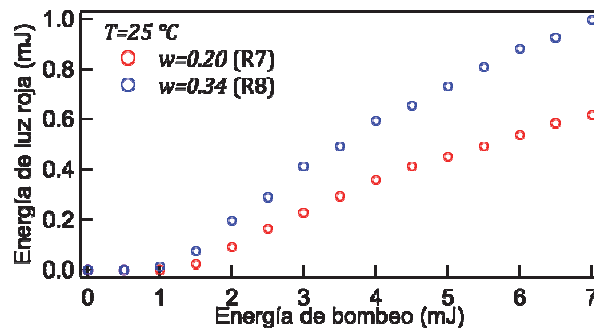


Figura 41. Energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo para los diseños R7 y R8.

Del diseño con factor de peso $w=0.20$, la energía máxima obtenida de los pulsos de luz roja fue de $615\text{ }\mu\text{J}$ cuando se bombeó al cristal con pulsos de 7 mJ de energía, lo que significa una eficiencia de conversión máxima fue de $8.8\text{ }\%$.

Por otro lado, del diseño con factor de peso $w=0.34$ se obtuvo una energía máxima de los pulsos de luz roja de 1 mJ al bombear al cristal con pulsos de 7 mJ de energía, lo cual significa una eficiencia de conversión máxima de $14.3\text{ }\%$.

Ahora, para los diseños R9 y R10, la gráfica de la Figura 42 muestra las mediciones de la energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de los pulsos de bombeo.

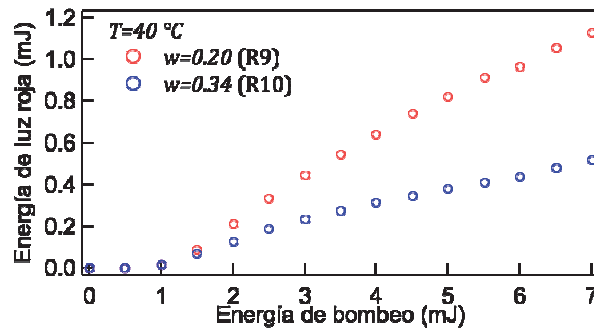


Figura 42. Energía de los pulsos de luz roja en función de la energía de bombeo para los diseños R9 y R10.

Para esta temperatura, del diseño con factor $w=0.20$ se obtuvieron pulsos de luz roja con una energía máxima de 1.1 mJ cuando se bombeó al cristal con pulsos con 7 mJ de energía, resultando en una eficiencia máxima de 16.1 %.

Del diseño con factor de peso $w=0.34$ los pulsos rojos obtenidos tuvieron una energía máxima de 0.520 mJ cuando se bombeó el cristal con una energía de 7 mJ por pulso, lo que significa una eficiencia máxima de 7.4 %.

Por otro lado, se omitieron las mediciones para los diseños R11 y R12 hechos para $T=60\text{ }^{\circ}\text{C}$ debido a que éstos presentaron mucha deficiencia en la conversión a luz roja, pues con altas energías de bombeo, la luz roja era apenas medible. El por qué de la baja eficiencia de conversión no es claro, aunque podría deberse a un problema en la formación de los dominios ferroeléctricos.

Es claro que de los cuatro diseños mostrados, el diseño R9 es el que presenta la mayor eficiencia de conversión a la luz roja; sin embargo es importante notar que la eficiencia de conversión a luz roja de cualquiera de estos cuatro diseños es muy superior a los diseños presentados en el capítulo anterior, pues incluso el diseño R10, que tuvo la menor eficiencia de los cuatro, supera en más del doble a la eficiencia de los diseños presentados en el capítulo anterior.

Además de medir las energías obtenidas de los pulsos de luz roja, también se estudiaron las evoluciones temporales de los pulsos de bombeo y rojos. Para esto se modificó el arreglo experimental del que se retiró el filtro a la salida de la cavidad y se colocó una rejilla de difracción para separar los haces de bombeo y rojo. Un esquema de la nueva configuración se muestra en la Figura 43.

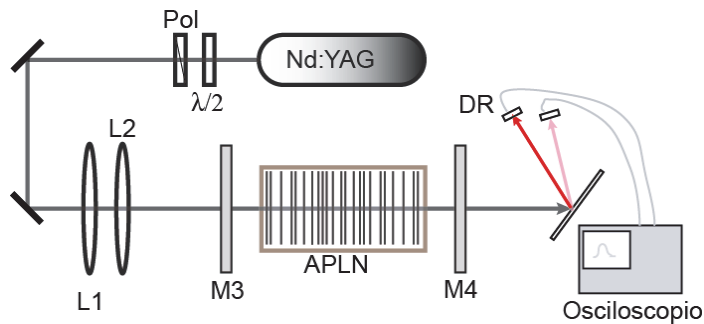


Figura 43. Diagrama experimental de la fuente de luz roja con el que se obtuvieron las evoluciones temporales de los pulsos.

Para la detección de los pulsos de bombeo y rojo, se utilizaron fotodetectores de respuesta rápida (DR en la Figura 41) conectados a un osciloscopio digital de 1 GHz de ancho de banda en el que se observaron los pulsos de manera simultánea. Las evoluciones temporales se obtuvieron para energías desde 1 hasta 7 mJ y los resultados para el diseño R9 se muestran en la Figura 44.

La Figura 44a) muestra la evolución temporal para cuando la energía de bombeo está justo debajo del umbral, por lo que no se observa el pulso rojo. Cuando se aumenta la energía de los pulsos de bombeo incidentes comienza a aparecer la evolución temporal de los pulsos rojos y la evolución de los pulsos de bombeo a la salida de la cavidad comienzan a verse alterados pues se está cediendo parte de su energía a la generación de las ondas señal y roja; esto lo podemos apreciar en la Figura 44b), c), d) y e), donde se ve el agotamiento del pulso de bombeo en la zona central de la evolución temporal. Obsérvese que a mayor energía de bombeo, este agotamiento es mayor y el pulso rojo aumenta su energía.

En la Figura 44f) podemos observar que cuando la energía de los pulsos de bombeo es de 5 mJ aparece un pico secundario en la región central de la evolución temporal; esto

se debe a que existe una conversión de regreso (*back conversion*) de la energía de los pulsos rojo y señal al bombeo. Este efecto es más notorio en las evoluciones temporales que se muestran en la Figura 44g) y h).

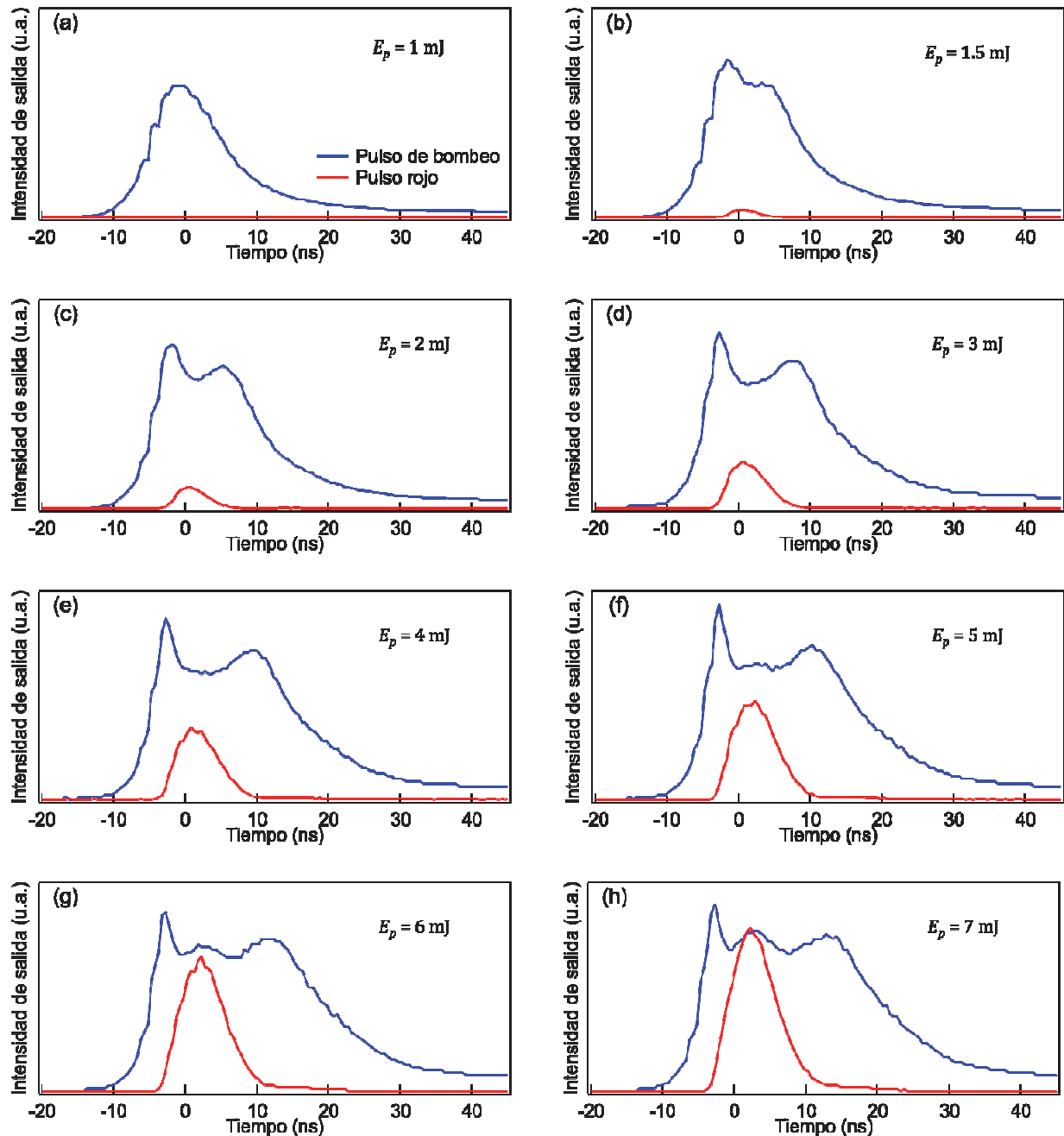


Figura 44. Evolución temporal de pulsos de bombeo y rojos a la salida del cristal y para diferentes valores de energía incidente.

La conversión de regreso que se observa en la Figura 44 es un indicativo de que existe una alta conversión de la energía de bombeo a otras frecuencias.

A partir de las evoluciones temporales del pulso de bombeo que se muestran en la Figura 44, podemos calcular cuánta energía se convierte a otras frecuencias. Para ello determinamos primero la fracción de la energía de bombeo que no fue convertida a otras frecuencias.

Si $I_p(t)$ es la intensidad del pulso de bombeo a la salida de la cavidad resonante cuando se bombea con una energía E_p y $I_p^{umb}(t)$ es la intensidad del pulso de bombeo cuando la energía de éste está justo debajo del umbral, se puede mostrar fácilmente que la fracción de energía f_p que no fue convertida está dada por:

$$f_p = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_p(t) dt}{E_p} \cdot \frac{E_{umb}}{\int_{-\infty}^{\infty} I_p^{umb}(t) dt}, \quad (104)$$

donde E_{umb} es la energía umbral de oscilación.

Si f_p es la fracción de la energía de bombeo no convertida a otras frecuencias, entonces la fracción de la energía convertida es simplemente $1 - f_p$. La Figura 45a) muestra la gráfica de la fracción de energía convertida a otras frecuencias en función de la energía de bombeo, mientras que la Figura 45b) muestra la cantidad de energía del bombeo que fue convertida a todas las frecuencias que se generan en el cristal y a modo de comparación se muestra también la energía convertida a luz roja, la cual se mostró previamente en la Figura 42.

La gráfica de la Figura 45b) lo que nos dice, por ejemplo, es que cuando bombeamos con una energía de 7 mJ entonces en los procesos no lineales ~ 4.7 mJ de energía se convierte a otras frecuencias, y de la cual 1.128 mJ es luz roja; los 3.6 mJ de energía restantes están en otras frecuencias, ya sea en la señal o posiblemente en alguna otra frecuencia que se haya generado en el proceso.

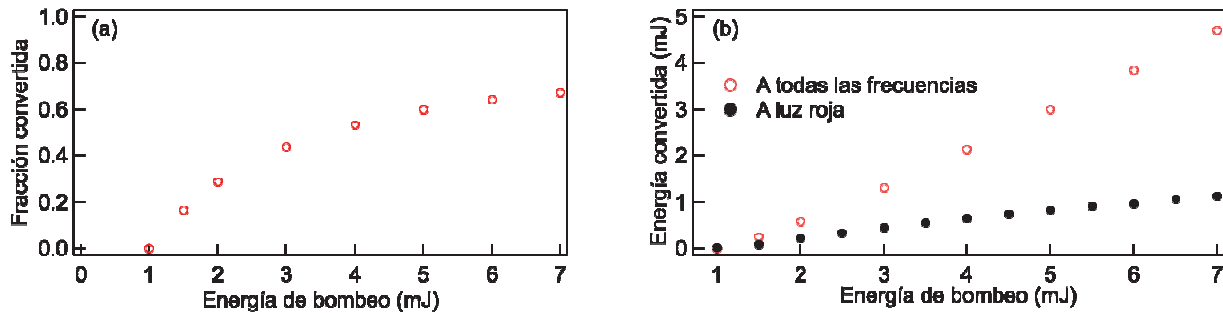


Figura 45. Fracción de la energía de bombeo y (b) energía de bombeo convertida a otras frecuencias. En (b) se muestra, a modo de comparación, la energía convertida a luz roja por el diseño.

5.4 Empleo de la fuente de luz para formación de imágenes

Para formar una imagen fotoacústica, se hace incidir pulsos de luz láser sobre el tejido de interés, esto hace que el tejido absorba la energía y se caliente solo unas pocas milésimas de grados centígrados (cantidad completamente segura) pero que es suficiente para causar que las células del tejido se expandan y se contraigan. En este proceso se emiten unas ondas sonoras ultrasónicas, es decir, unas ondas acústicas o sonoras cuya frecuencia es mayor que las ondas sonoras que puede detectar el oído humano. Estas ondas sonoras pueden detectarse empleando un arreglo de transductores ultrasónicos y mediante un proceso de triangulación empleando una computadora se convierten las señales ultrasónicas a imágenes en dos o incluso tres dimensiones (Wang y Wu, 2012).

Para obtener una buena señal fotoacústica, es necesario que en el tejido que se desee analizar incidan pulsos ópticos con suficiente energía capaz de generar la expansión térmica en él, y para esto es importante que en las capas previas al tejido (como la piel) exista una mínima atenuación de los pulsos incidentes.

Si la luz proveniente de un láser incide en la piel, o en un tejido vivo en general, pueden ocurrir cuatro posibles fenómenos físicos entre ellos: transmisión al interior del tejido, reflexión desde la primera superficie, dispersión interna en el tejido y absorción por el tejido, existiendo efectos tisulares únicamente cuando la luz es absorbida (Ley de

Grothus-Draper). La importancia con que se dé cada uno de estos fenómenos en el tejido dependen fuertemente de las propiedades físicas del tejido, así como de la longitud de onda de la luz incidente, aunque en general en la propagación de la luz en los tejidos domina el esparcimiento sobre la reflexión debido principalmente a que la estructura de los tejidos no son homogéneos.

En el caso de la piel, existen diferentes cromóforos, como la hemoglobina, melanina y el agua, que absorben ciertas longitudes de onda de la luz, así pues podríamos seleccionar una luz cuya longitud de onda sea tal que ésta no sea absorbida, o sea mínimamente absorbida, de tal manera que pueda llegar la luz al tejido deseado; por otro lado, al elegir una longitud de onda de la luz, también es necesario considerar que la profundidad de penetración de ésta en la piel está inversamente relacionada con la longitud de onda. La Figura 46 muestra la ventana óptica relativa de la piel, en la cual podemos observar que luz en el rango entre 350 nm y 1300 nm presenta poca absorción (Robledo, 2001), por lo que en primera instancia una fuente de luz que se desee emplear para generar expansión térmica en tejido interno, debe tener una longitud de onda en esta región a fin de que pueda llegar con suficiente energía al tejido.

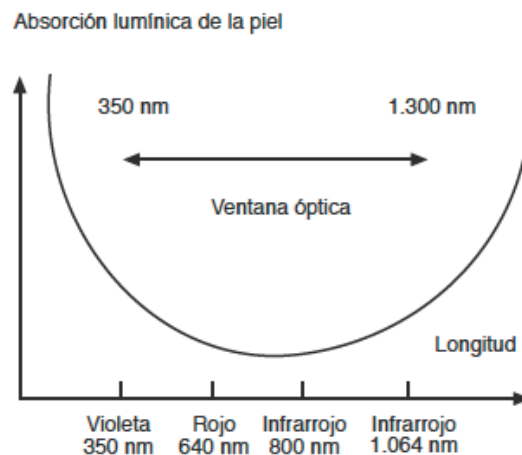


Figura 46. Diagrama que representa la ventana óptica en la piel (Robledo, 2001).

Luz con longitud de onda menor a 350 nm tiene una fuerte absorción por la melanina, mientras que luz con longitudes de onda mayores a 1300 nm tiene una fuerte absorción por el agua.

La gráfica de la Figura 47 muestra el coeficiente de extinción para diferentes compuestos biológicos en función de la longitud de onda. Como podemos observar, la sangre (hemoglobina, HbO_2) presenta una alta absorción para longitudes de onda inferiores a 600 nm, mientras que para longitudes de onda en la región de 600–1000 nm presenta poca absorción; por otro lado, la penetración óptica para esta región es de varios centímetros, es por ello que el uso de una fuente de luz roja es altamente recomendable para formación de imágenes fotoacústicas de tejidos biológicos

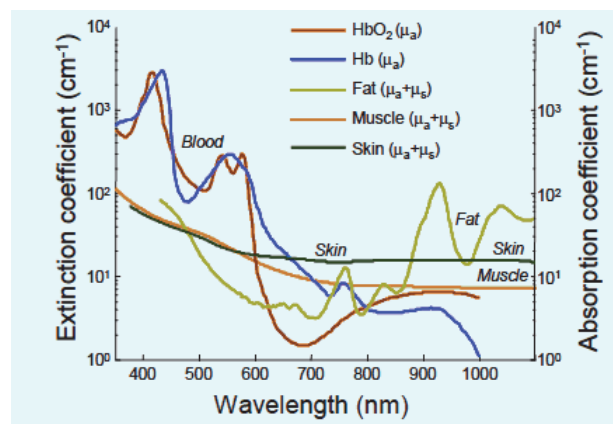


Figura 47. Coeficiente de extinción en la región VIS-NIR para diferentes compuestos biológicos.

Otro parámetro importante a considerar en una fuente de luz que sea considerada para la formación fotoacústica de imágenes es la duración de los pulsos incidentes.

Cuando un pulso de luz es absorbido por un tejido biológico, éste se calienta y comienza a perder calor inmediatamente debido a la conducción a tejidos adyacentes; la transmisión del calor se efectúa en todas las direcciones y es un proceso que se denomina relajación térmica. La velocidad a la que se efectúa la relajación térmica depende del tiempo de relajación térmica del tejido, es decir, del tiempo que tarda el tejido en enfriarse a la mitad de la temperatura que había adquirido al absorber los pulsos de luz.

Según Gusev y Karabutov (1993) la duración de los pulsos de luz debe ser menor que 100 ns con el fin de que no se produzcan daños al tejido o a tejidos adyacentes.

En el caso particular de microcalcificaciones en tejido mamario, J. Kang et al. (2011) han mostrado que la longitud de onda óptima para la formación de imágenes por la técnica fotoacústica de dichas microcalcificaciones es de 710 nm, por lo que la fuente de luz diseñada en este trabajo puede ser considerada como una buena opción para emplearse en la técnica, además que la duración de los pulsos satisface ser menor a los 100 ns.

Bajo el proyecto de colaboración CB-2008-156542-F (UC MEXUS) la fuente de luz diseñada en este trabajo se empleó con éxito para la formación de imágenes fotoacústicas. Los resultados, que se muestran a continuación, fueron obtenidos experimentalmente en la UC, Davis por el Dr. Diego Yankelevich.

La Figura 48 muestra un esquema del arreglo experimental que se empleó para la formación de imágenes fotoacústicas. La luz roja obtenida mediante nuestro dispositivo óptico se acopla a una fibra multimodo cuyo diámetro es de $600\text{ }\mu\text{m}$ y su apertura numérica es $N.A.=0.2$. El acoplamiento en la fibra se hizo empleando una lente esférica y a la salida de la fibra se obtuvieron pulsos cuya energía es de alrededor de $60\text{--}80\text{ }\mu\text{J}$.

En el extremo de salida de la fibra se coloca un transductor ultrasónico con el fin de que la región desde donde se emitan los pulsos ópticos y donde se detecten las ondas ultrasónicas sea la misma. La señal detectada por el transductor ultrasónico pasa por un amplificador RF y posteriormente se procesa con un dispositivo digitalizador.

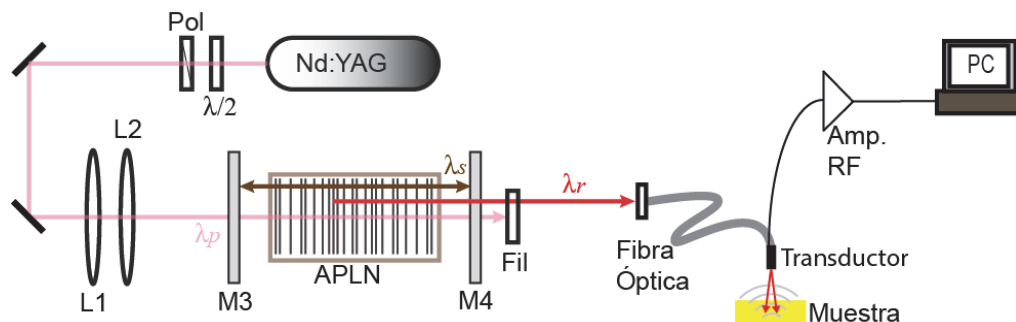


Figura 48. Diagrama experimental para la formación de imágenes fotoacústicas.

Como objeto muestra se emplearon cuatro barras de grafito separadas y sumergidas a diferentes profundidades en tejido fantasma. Un detalle completo de lo aquí presentado brevemente se puede ver en (Yankelevich et al, 2014).

Los resultados experimentales se muestran en la Figura 49. A modo de comparación, se presentan las imágenes obtenidas para la misma muestra mediante la técnica de microscopía de retrodispersión ultrasónica (UBM) en la Figura 49a) y las obtenidas mediante la técnica fotoacústica (PAI).

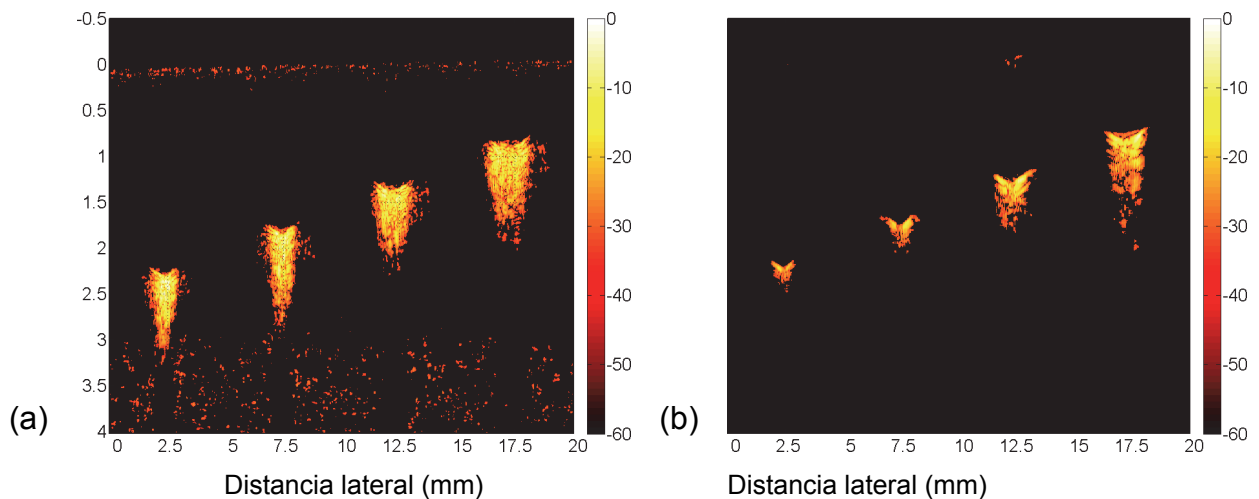


Figura 49. Imágenes obtenidas de un tejido fantasma mediante las técnicas (a) UBM y (b) PAI (Yankelevich et al, 2014).

Las regiones “coloridas” son las regiones donde se encuentran las barras de grafito; la escala de colores mostrada en la Figura 49, indica la intensidad en decibeles (dBs) de las ondas ultrasónicas detectadas. Como se puede observar en la Figura 49b), la fuente de luz diseñada en este trabajo se empleó con éxito para detectar las barras de grafito aun cuando los pulsos de luz a la salida de la fibra tienen bajas cantidades de energía.

Capítulo 6. Conclusiones

En este trabajo de tesis se presentó un método simple que permite diseñar cristales de niobato de litio aperiódicamente polarizados de forma tal que al usarse en un resonador óptico como medio de ganancia y bombearse con un láser de Nd:YAG, se obtiene una emisión cuya longitud de onda está en la región roja del espectro.

Empleando nuestro método, se diseñaron y fabricaron cristales de niobato de litio aperiódicamente polarizado para que emitan pulsos cuya longitud de onda sea de 640 nm; los diseños se hicieron para trabajar con el cristal a dos diferentes temperaturas: 25 °C y 40 °C.

Los pulsos obtenidos experimentalmente con esos cristales diseñados presentan gran concordancia en la longitud de onda y tienen anchos de bandas espectrales entre 1 y 3 nm aproximadamente, mientras que la eficiencia de conversión máxima obtenida en estos diseños fue de 2.7%

Es posible variar la longitud de onda de la emisión roja simplemente aumentando o disminuyendo la temperatura del cristal.

Por otro lado, también se diseñaron y fabricaron cristales de niobato de litio aperiódicamente polarizado que emiten pulsos con una longitud de onda igual a $2/3$ la longitud de onda de bombeo, que corresponde a una emisión con una longitud de onda de ~ 710 nm. Estos cristales en particular están diseñados para aumentar la eficiencia de conversión a luz roja.

De manera análoga a los diseños anteriores, los pulsos obtenidos en estos diseños tienen un ancho temporal de 9 ns pero con anchos de banda espectrales de hasta 6 nm, aproximadamente.

La eficiencia de conversión a luz roja en estos diseños aumentó considerablemente en comparación con los diseños para la longitud de onda de 640 nm, pues para los

diseños de 710 nm se obtuvo hasta un 16% de eficiencia de conversión, aún y cuando la energía máxima con la que se bombeo a estos cristales fueron 2 mJ menos que en los otros diseños.

Los resultados experimentales obtenidos con este diseño, en conjunto con la prueba exitosa del sistema de formación de imágenes realizada por el Dr. Diego Yankelevich convierten a nuestro dispositivo óptico en un buen candidato para ser usado como fuente de bombeo para dicha técnica de formación de imágenes, en particular para la formación de imágenes de microcalcificaciones en tejido mamario.

Lista de referencias bibliográficas

- Aillerie, M., Bourson, P., Mostefa, M., Abdi, F., and Fontana, M. D. (2013). Photorefractive Damage in congruent LiNbO₃. *J. Appl. Phys.* , 416, 012002.
- Boyd, R. W. (2007). *Nonlinear Optics* (3a. ed.). San Diego: Academic Press.
- Cudney, R. S., Ríos, L. A., Orozco Arellanes, M. J., Alonso, F., and Fonseca, J. (2002). Fabricación de niobato de litio periódicamente polarizado para óptica no lineal. *Rev. Mex. de Fís.* , 48 (6), 548-555.
- De Mul, F. F., Van Spijker, J., Van der Plas, D., Greve, J., Aarnoudse, J. G., and Smits, T. M. (1984). Mini laser-Doppler (blood) flow monitor with diode laser source and detection integrated in the probe. *Appl. Opt.* , 23 (17), 2970-2973.
- DiDomenico, M. J., and Wemple, S. (1969). Oxygen-octahedra ferroelectrics. i. theory of electro-optical and nonlinear optical effects. *J. Appl. Phys.* , 40 (2), 720-734.
- Emelianov, S. Y., Aglyamov, S. R., Karpiouk, A. B., Mallidi, S., Park, S., Sethuraman, S., y otros. (2006). Synergy and Applications of Combined Ultrasound, Elasticity, and Photoacoustic Imaging. *Ultrasonics Symposium, 2006. IEEE* (págs. 405-415). IEEE.
- Figen, Z. G. (2014). Efficiency-enhanced mid-wave infrared beam generation at 3.8 μm with a seeded optical parametric generator. *SPIE Security+ Defence* (p. 92510E). International Society for Optics and Photonics.
- Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., and Weinreich, G. (1961). Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.* , 7 (4), 118-119.
- Goldman, L., Wilson, R. G., Hornby, P., and Meyer, R. G. (1965). Radiation from a Q-switched ruby laser. *Journal of Investigative Dermatology* , 44 (1), 69-71.
- Grabmaier, B. C., and Otto, F. (1986). Growth and investigation of MgO-doped LiNbO₃. *Journal of Crystal Growth* , 79, 682-688.
- Grossman, M. C., Dierickx, C., Farinelli, W., Floette, T., and Anderson, R. R. (1996). Damage to hair follicles by normal-mode ruby laser pulses. *Journal of the American Academy of Dermatology* , 35 (6), 889-894.
- Gusev, V. E., and Karabutov, A. A. (1993). *Laser optoacoustics*. New York: American Institute of Physics.
- Jundt, D. (1997). Temperature-dependent sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate. *Opt. Lett.* , 22 (20), 1553-1555.
- Kang, J., Kim, E. K., Young Kwak, J., Yoo, Y., Song, T. K., and Ho Chang, J. (2011). Optimal laser wavelength for photoacoustic imaging of breast microcalcifications. *Appl. Phys. Lett.* , 99 (15), 153702.

- Orozco Arellanes, M. J., and Cudney, R. S. (2001). Construcción y caracterización de un oscilador óptico paramétrico con niobato de litio periódicamente polarizado. *Rev. Mex. de Fís.* , 47 (5), 460-466.
- Polla, L. L., Margolis, R. J., Dover, J. S., Whitaker, D., Murphy, G. F., Jacques, S. L., et al. (1987). Melanosomes Are a Primary Target of Q-Switched Ruby Laser Irradiation in Guinea Pig Skin. *Journal of Investigative Dermatology* , 89 (3), 281-286.
- Robledo, H. (2001). Principios generales de la luz láser en la cirugía cutánea y su interacción tisular. *Cirugía Española* , 69 (5), 486-489.
- Robles Agudo, M. (2009). *Utilización de estructuras aperiódicas en medios ferroeléctricos no-lineales para la generación de luz a diferentes longitudes de onda* , 122.
- Robles-Agudo, M., and Cudney, R. S. (2011). Multiple wavelength generation using aperiodically poled lithium niobate. *Appl. Phys. B* , 103 (1), 99-106.
- Shen, Y. R. (1984). *Principles of nonlinear optics*. New York: Wiley-Interscience.
- Smith, A. V., and Russell, J. G. (1999). Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B* , 16 (4), 609-619.
- Wang, L. V., and Wu, H. I. (2012). *Biomedical optics: principles and imaging*. John Wiley & Sons.
- Weis, R. S., and Gaylord, T. K. (1985). Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure. *Appl. Phys. A* , 37 (4), 191-203.
- Yankelevich, D., González, J. E., Cudney, R. S., Ríos, L. A., and Marcu, L. (2014). Development of a new pulsed source for photoacoustic imaging based on aperiodically poled lithium niobate. *Biomedical Optics Express* , 5 (2), 468-473.