

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



**Doctorado en Ciencias
en Óptica con orientación en Óptica Física**

**Interacciones de ondas contrapropagantes en LiNbO_3 y LiTaO_3
periódicamente polarizados**

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

Presenta:

Citlali Elosa Minor

Ensenada, Baja California, México
2018

Tesis defendida por

Citlali Elosa Minor

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director de tesis

Miembros del comité

Dr. Serguei Stepanov

Dr. Víctor Ruiz Cortes

Prof. Robert W. Eason



Dr. Israel Rocha Mendoza
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Citlali Elosa Minor © 2018

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

Resumen de la tesis que presenta **Citlali Eliosa Minor** como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

Interacciones de ondas contrapropagantes en LiNbO_3 y LiTaO_3 periódicamente polarizados

Resumen aprobado por:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director de Tesis

En esta tesis se reporta el desarrollo teórico y experimental para lograr oscilación óptica paramétrica sin espejos en niobato de litio (PPLN) y tantalato de litio (PPLT) periódicamente polarizados. Se estudian los factores que limitan la observación de este fenómeno, como el umbral de daño de los materiales, la absorción del haz *idler*, las limitaciones físicas del crecimiento de dominios ferroeléctricos (ancho mínimo de los dominios y fluctuaciones de estos anchos), así como otros procesos no lineales que pueden agotar el haz de bombeo antes de que ocurra la oscilación. Resolvemos numéricamente el sistema de ecuaciones de onda acopladas que describen este fenómeno para tomar en cuenta el crecimiento de las intensidades de la señal y el *idler* desde fluctuaciones cuánticas hasta un nivel detectable dentro de la duración del pulso de bombeo. Encontramos que hay una duración de pulso que minimiza la energía de bombeo requerida para observar oscilación sin espejos, que es de ~ 1 ns. Para un cristal PPLN perfecto de 2 cm de longitud, un bombeo de 700 ps, longitud de onda $1.064 \mu\text{m}$, un radio de $50 \mu\text{m}$ y *idler* contrapropagante de $4.5 \mu\text{m}$, se puede obtener oscilación con cuasiempatamiento de fases de quinto orden con menos de $70 \mu\text{J}$. Para PPLT, los requisitos aumentan ($200 \mu\text{J}$ para un cristal perfecto PPLT de 2.5 cm). También encontramos que la oscilación sin espejos requiere de estructuras de dominios casi perfectas. El ciclo de trabajo promedio debe estar cerca del valor ideal del 50%. Para cuasiempatamiento de fases de quinto orden en PPLN de 2 cm, fluctuaciones del ancho de los dominios con una desviación estándar de hasta 300 nm son aceptables. Para cuasiempatamiento de fases de tercer orden, la tolerancia es mayor: en PPLN, es aceptable una desviación estándar de hasta 450 nm y para PPLT este valor es de 300 nm. Desarrollamos un láser pulsado adecuado para observar la mezcla de tres ondas entre haces contrapropagantes, en particular oscilación óptica paramétrica sin espejos. Es un láser Nd:YLF con conmutación de Q pasivo y bombeado por diodo; este láser emite pulsos de $1.047 \mu\text{m}$ con una duración FWHM de 750 ps, una energía de 2.3 mJ por pulso y una potencia pico superior a 3 MW a una tasa de repetición de ~ 40 Hz. Un modelo teórico sencillo describe las características del láser. Además, se muestra su uso para generar eficientes interacciones no lineales en cascada de haces copropagantes en niobato de litio aperiódicamente polarizado. Finalmente, presentamos resultados experimentales preliminares de la amplificación óptica paramétrica de una señal semilla de $\sim 1.37 \mu\text{m}$ en MgO: PPLN con un período de $5.23 \mu\text{m}$, suponiendo un *idler* contrapropagante de $\sim 4.4 \mu\text{m}$. La ganancia fue 1.1 y se obtuvo con pulsos de bombeo de $\sim 600 \mu\text{J}$ y ~ 1 ns de duración. Estos resultados están abiertos a la verificación experimental para confirmar que se trata de amplificación de la semilla por interacción de ondas contrapropagantes. Si es así, esta sería la primera demostración experimental de este proceso en MgO: PPLN.

Palabras Clave: **osciladores ópticos paramétricos, niobato de litio, láser de sub-nanosegundos.**

Abstract of the thesis presented by **Citlali Eliosa Minor** as a partial requirement to obtain the Doctor in Sciences in Optics with orientation in Physical Optics.

Interactions of counterpropagating waves in periodically poled LiNbO₃ and LiTaO₃

Abstract approved by:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Thesis Director

The goal of this thesis is the development of theoretical and experimental work to achieve mirrorless optical parametric oscillation in bulk periodically poled lithium niobate (PPLN) and lithium tantalate (PPLT). This study takes into account factors that constrain the conditions under which this phenomenon can be observed, such as the damage threshold of the materials, idler absorption, limitations imposed by the physics of ferroelectric domain growth (minimum domain and domain width fluctuations), as well as the effect of competing nonlinear processes that may deplete the pump before oscillation occurs. We solve numerically the set of partial differential coupled wave equations that describes this phenomenon to take into account the build-up of the signal and idler beams from quantum fluctuations to a detectable level within the duration of the pump pulse. We found that there is a pulsewidth that minimizes the required pump energy to observe mirrorless oscillation, which is of the order of 1 ns. For a perfect 2 cm long PPLN sample, a 700 ps, 1.064 μm pump with a 50 μm radius and a counterpropagating 4.5 μm idler, fifth order quasi-phase-matched oscillation can be obtained with less than 70 μJ . For PPLT, the requirements are higher (200 μJ for a perfect 2.5 cm PPLT sample). We also found that mirrorless oscillation in PPLN and PPLT requires almost perfect domain structures. The average duty-cycle must be close to the ideal value of 50%. For fifth order quasi-phase-matching in 2 cm long PPLN, fluctuations with a standard deviation of up to 300 nm are acceptable; if the width fluctuations are larger, the required pump fluence is above the crystal's damage threshold. For third order quasi-phase-matching, the tolerance is higher: in PPLN a standard deviation of up to 450 nm is acceptable and for PPLT this value is 300 nm. We developed a pulsed sub-nanosecond laser that meets the requirements to observe three wave mixing among counterpropagating beams, in particular mirrorless optical parametric oscillation. It is a diode-pumped, passively Q-switched Nd:YLF laser that emits 1.047 μm pulses with a FWHM duration of 750 ps, an energy of 2.3 mJ per pulse and peak power above 3 MW at a repetition rate of ~ 40 Hz. We also provide a simple rate equation model of this laser that adequately describes the experimental results. In addition, we produce cascaded nonlinear interactions of copropagating beams in an aperiodically poled lithium niobate crystal. Finally, we present preliminary experimental results of optical parametric amplification of a seeded signal ~ 1.37 μm in MgO:PPLN with a period of 5.23 μm , which for this material are the wavelength and poling period required assuming a counterpropagating ~ 4.4 μm idler. The gain was 1.1 and was obtained with a pulse pump of ~ 600 μJ and ~ 1 ns. These results are open to experimental verification to confirm that this amplification is indeed related to the designed signal associated to the interaction of counterpropagating waves. If so, this would be the first experimental demonstration of this process in MgO:PPLN.

Keywords: mirrorless optical parametric oscillators, lithium niobate, sub-nanosecond lasers.

Dedicatoria

A mi hermosa familia, con amor...

*A quienes extraño y tuvieron que partir antes de verme cumplir esta meta... a mi querido **Grandfather** por heredarme visión y valores de vida; a mi abuelito **Poncho** por su alegría y por ese libro tan especial que recibí en navidad antes de su partida; a mi tío **Miguel** por las pláticas de ciencia, por compartirme sus inventos y por su bondad; los recordaré por siempre.*

*A mi mamá **Arheli**, su corazón, sus enseñanzas de lucha y esperanza en la vida son mi motor para ofrecer y compartir sueños vívidos.*

*A mis hermanos, **Avril** y **Ricardo**, su apoyo incondicional a todo lo que soy e imagino fortalecen mi esencia, mi sonreír y mi camino en la vida.*

*A mi tía **Paty**, tío **Raúl** y querida **abuelita Mini**, su cariño me hace sentir muy afortunada, gracias por estar al pendiente de mí en la distancia y estar a mi lado siempre.*

*A la familia **Brunetto**, gracias por su calidez y por compartir conmigo momentos especiales con nuestro querido **Bruni**. Me sentí acompañada en la distancia.*

A la vida, con gratitud...

A los sueños compartidos...

La utopía nunca la alcanzarás pero te permite caminar...

Agradecimientos

A la **sociedad mexicana** que con sus impuestos sostiene instituciones públicas de calidad académica y tecnológica, en donde se me otorgaron oportunidades inusitadas de crecimiento. Todos los días intento retribuir de igual modo.

A **CONACYT** por financiar parcialmente mis estudios de doctorado con número de becario 209764.

A **CICESE** por apoyar mi formación científica y por otorgarme todas las facilidades necesarias para tener como persona un apoyo integral.

A **UC-Mexus** por financiar parcialmente los prototipos experimentales necesarios para esta tesis con el proyecto de colaboración CN-17-135.

A **OSAF** y **PR'15** por su apoyo en congresos.

Expresar el reconocimiento merecido a mi asesor **Dr. Roger Cudney** no me es posible con sólo palabras. El mejor modo de mostrarle mi gratitud es expandir sus enseñanzas, su mundo de humor negro mezclado con física intuitiva que me regaló, tarea arduo difícil ya que como él bien dice: "No a todos nos es concedido el don del humor negro".

A mi comité de tesis. Al **Dr. Serguei Stepanov** y **Dr. Víctor Ruíz** por apoyarme de principio a fin tanto en lo académico como en lo terrenal. Thanks to **Prof. Robert W. Eason** for "*The turn of the screw*" in my PhD thesis.

Al **Dr. Héctor Escamilla**, **Dr. Diego Yankelevich** y **Dr. David Salazar** por su motivación y su interés en mi avance; aportaron mucha buena vibra a mis esfuerzos del día a día.

Al **Dr. Anatoly Khomenko** y al grupo del **Dr. Serguei Stepanov** por apoyo técnico y préstamo de equipo.

A quienes me brindaron su sonrisa gigante, su empatía o su amistad al recorrer conmigo de distintas maneras varias etapas del doctorado y de mi vida: **César, Laura, Héctor (vampi), Sergio, Rafa, Manuel, Roxy, Rigo, Ivanovich, Beto, Andrés, Angela, Mávita, Elier, Corinne, Doña Emma y familia**; dejan muchas cosas buenas en mi persona.

A todos los ciceseanos, norteños y fuereños que conocí y que hicieron de mi estancia una experiencia grata y llena de aprendizaje. A todo el personal de CICESE por su apoyo en áreas técnicas, administrativas, de salud y bienestar. En especial a la **Dra. Rufina Hernández** y al **Dr. Israel Rocha** por contribuir enormemente para llevar a buen puerto esta tesis.

Gracias Ensenada.

Tabla de contenido

| | Página |
|--|----------|
| Resumen español..... | ii |
| Resumen inglés..... | iii |
| Dedicatorias..... | iv |
| Agradecimientos..... | v |
| Lista de Figuras..... | ix |
| Lista de Tablas..... | xii |
| | |
| Capítulo 1. Introducción | 1 |
| 1.1 Estado del Arte | 1 |
| 1.2 Objetivos | 6 |
| 1.2.1. Objetivo general | 6 |
| 1.2.2. Objetivo específico | 7 |
| 1.3 Organización de la tesis..... | 7 |
| | |
| Capítulo 2. Osciladores Ópticos Paramétricos | 9 |
| 2.1 Propiedades ópticas no lineales | 9 |
| 2.1.1 Mezcla de tres ondas: Suma de frecuencias, generación y amplificación óptica paramétrica | 9 |
| 2.1.2 Cuasi-empatamiento de fases | 11 |
| 2.1.3 Oscilador óptico paramétrico sin espejos | 14 |
| 2.2 Mezcla de tres ondas con <i>idler</i> contrapropagante | 16 |
| 2.2.1 Sistema de ecuaciones acopladas no lineales: Análisis de onda plana | 16 |
| 2.2.2 Caso Ideal: Análisis en estado estacionario | 18 |
| 2.2.2.1 Umbral de Oscilación | 20 |
| 2.2.2.2 Limitantes impuestas por el umbral de daño | 22 |
| 2.3 Conclusiones..... | 25 |

| | |
|--|-----------|
| Capítulo 3. Osciladores Ópticos Paramétricos sin espejos en PPLN y PPLT: Bombeo pulsado y otras consideraciones | 27 |
| 3.1 Análisis Numérico | 27 |
| 3.1.1 No linealidad efectiva vs fluctuaciones del <i>duty-cycle</i> en cristales micro- estructurados | 29 |
| 3.1.2 <i>Build-up (crecimiento)</i> | 33 |
| 3.1.3 Absorción en el <i>idler</i> | 37 |
| 3.2 Competencia con otros procesos no lineales..... | 39 |
| 3.2.1 Agotamiento del bombeo por generación del segundo armónico y por esparcimiento Raman estimulado..... | 39 |
| 3.3 Propiedades espectrales | 42 |
| 3.4 Tercer orden de QPM | 46 |
| 3.5 Conclusiones..... | 47 |
| | |
| Capítulo 4. Láser compacto de Nd:YLF de alta potencia y pulsos cortos, megawatts y sub-nanosegundos, bombeado por diodo | 49 |
| 4.1 Láseres de pulsos cortos y energéticos | 49 |
| 4.1.1 Modelo numérico | 53 |
| 4.2 Desarrollo Experimental..... | 59 |
| 4.2.1 Caracterización espacial y temporal del láser de sub-nanosegundos..... | 61 |
| 4.2.2 Generación eficiente de procesos no lineales en cascada: ondas copropagantes... | 66 |
| 4.3 Conclusiones..... | 68 |
| | |
| Capítulo 5. Experimentos en MgO:PPLN | 69 |
| 5.1 Introducción | 69 |
| 5.1.1 Propiedades del cristal MgO:PPLN utilizado en los experimentos | 69 |
| 5.2 Configuraciones experimentales | 73 |
| 5.2.1 Configuración experimental: búsqueda de OPG y MOPO | 73 |
| 5.2.2 Configuración experimental: búsqueda de amplificación óptica paramétrica de una señal semillada | 75 |
| 5.2.2.1 Resultados | 80 |
| 5.2.2.2 Discusión | 83 |
| 5.3 Conclusiones | 85 |
| | |
| Capítulo 6. Conclusiones generales | 86 |

| | |
|---|-----------|
| Literatura Citada | 90 |
| Apéndice | |
| A. Derivación de ecuaciones utilizadas en el análisis numérico..... | 95 |
| B. Derivación del coeficiente de ganancia Raman y modificaciones al sistema de ecuaciones acopladas | 98 |
| C. Publicaciones..... | 100 |

Lista de figuras

| Figura | Página |
|--|--------|
| 1 Contraste entre el caso ideal y el caso real en la formación de dominios ferroeléctricos de 180° | 4 |
| 2 Representación de procesos paramétricos no lineales de segundo orden..... | 10 |
| 3 Interacción paramétrica en un cristal no lineal..... | 12 |
| 4 Cuasiempatamiento de fases de haces colineales..... | 13 |
| 5 Esquema de un oscilador óptico paramétrico sin espejos..... | 15 |
| 6 Caso ideal de la función $g(x)$: Modulación del signo de la no linealidad efectiva..... | 18 |
| 7 Periodo de cuasiempatamiento de fases para oscilación sin espejos..... | 21 |
| 8 Limitantes impuestas por el umbral de daño..... | 25 |
| 9 Estructura de dominios imperfecta..... | 31 |
| 10 No linealidad efectiva para cuasiempatamiento de fases de quinto orden vs desviación estándar de las fluctuaciones de los anchos de los dominios. Las cuatro curvas corresponden a diferentes valores de <i>duty-cycle</i> promedio..... | 32 |
| 11 Energía de salida del <i>idler</i> vs energía de entrada de bombeo para un MOPO bombeado con un pulso Gaussiano..... | 35 |
| 12 Energía de bombeo requerida para obtener oscilación detectable vs duración del pulso de bombeo para dos diferentes longitudes de cristal PPLN..... | 36 |
| 13 Energía de salida del <i>idler</i> vs energía de entrada del bombeo utilizando estructuras de dominios imperfectas..... | 38 |
| 14 Efecto del esparcimiento Raman estimulado en PPLN..... | 42 |
| 15 Interacción espacial de tres ondas contrapropagantes entre sí en un medio no lineal cuando éstas han entrado en el régimen de oscilación sin espejos..... | 43 |
| 16 Efecto del ancho de banda en el bombeo en un oscilador sin espejos..... | 44 |
| 17 Bombeo con ancho de banda: Potencia de salida vs tiempo..... | 45 |
| 18 Energía de salida del <i>idler</i> vs energía de entrada del bombeo para tercer orden de QPM..... | 47 |
| 19 Tipo de bombeo y transiciones permitidas en el modelo..... | 53 |

| | | |
|----|---|----|
| 20 | Pulso de salida y transmitancia del Cr:YAG vs tiempo..... | 57 |
| 21 | Resultados numéricos: dependencia de la potencia de bombeo..... | 58 |
| 22 | Resultados numéricos: dependencia de la reflectancia del espejo acoplador..... | 59 |
| 23 | Configuración experimental de un láser de sub-nanosegundos..... | 60 |
| 24 | Transmitancia del Nd:YLF vs. longitud de onda..... | 61 |
| 25 | Ancho del pulso y energía por pulso vs transmitancia inicial..... | 62 |
| 26 | Pulso de sub-nanosegundos obtenido mediante la técnica de <i>Q-switching</i> | 63 |
| 27 | Energía del pulso en función del número de pulsos..... | 64 |
| 28 | Caracterización espacial de dos láseres pulsados..... | 66 |
| 29 | Configuración experimental para la generación y detección de pulsos cortos de 610 nm a través de interacciones no lineales en cascada en APPLN..... | 67 |
| 30 | Generación de pulsos de 610 nm mediante interacciones no lineales en cascada..... | 68 |
| 31 | Cristal de MgO:PPLN con cinco rejillas de distintos periodos: 5.17, 5.20, 5.23, 5.26 y 5.29 μm | 69 |
| 32 | Índice de refracción extraordinario vs longitud de onda para LiNbO ₃ congruente y MgO:LiNbO ₃ . T= 25°C | 71 |
| 33 | Enfocamiento anamórfico del haz de bombeo en el cristal MgO:PPLN | 72 |
| 34 | Arreglo experimental utilizado para detectar OPG y MOPO | 74 |
| 35 | Ganancia vs. energía por pulso de bombeo | 75 |
| 36 | Ganancia vs. desviación de la longitud de onda señal para diferentes fluctuaciones del ancho de los dominios | 76 |
| 37 | Espectros correspondientes al diodo utilizado como semilla | 76 |
| 38 | Diodo semilla sintonizable | 77 |
| 39 | Espectros resultantes de la sintonización del diodo semilla para diferentes longitudes de onda | 78 |
| 40 | Espectros emitidos por el diodo L1370G1 a tres temperaturas diferentes: 20°C, 30°C y 40°C | 79 |

| | | |
|----|--|----|
| 41 | Configuración utilizada para detectar la amplificación óptica paramétrica de una señal semillada | 80 |
| 42 | Ganancia de la señal semillada | 82 |
| 43 | Potencia de la señal externa e interna. Gráfica inferida de los datos reportados por Okishev y Zuegel (2006) | 98 |

Lista de tablas

| Tabla | | Página |
|-------|--|--------|
| 1 | Parámetros utilizados en las simulaciones numéricas del modelo de un láser de sub-nanosegundos | 57 |
| 2 | Longitudes de onda esperadas, señal y <i>idler</i> , para cinco diferentes periodos en un cristal MgO: PPLN. T=25°C..... | 71 |

Capítulo 1. Introducción

1.1. Estado del Arte

Uno de los sucesos más relevantes en el campo de la óptica después de la invención del láser (Maiman 1960) ha sido su uso para la explotación de las interacciones no lineales entre la luz y la materia (Bloembergen, 1965). Se les llama materiales no lineales a aquellos en donde la polarización del medio depende no linealmente de la amplitud del campo eléctrico de una onda electromagnética incidente. Esto significa que los efectos no lineales se observan a muy altas intensidades ópticas, que suelen ser provistas generalmente por láseres pulsados. El desarrollo de láseres pulsados así como la modificación de las propiedades de los materiales para inducir procesos no lineales eficientes son temas de frontera que hasta hoy en día forman parte de artículos de investigación y de nuevas tecnologías.

Respecto al nacimiento de la óptica no lineal, Bloembergen comentó al periódico *De Volkskrant* en 1990,

"Tomamos un libro de texto estándar sobre óptica y para cada sección nos preguntamos qué pasaría si la intensidad fuera muy alta. Estábamos casi seguros de que estábamos destinados a encontrarnos con un campo completamente nuevo de la física dentro de ese dominio." (traducido del inglés)

Cuando una onda electromagnética se propaga a través de un material no lineal se generan ondas de frecuencias diferentes a la de la onda electromagnética incidente. Debido a la dispersión del índice de refracción del medio, es decir, el cambio del índice de refracción con la frecuencia o longitud de onda, estas ondas viajan a diferentes velocidades de propagación; esta dispersión da como resultado un desempatamiento de las fases de las ondas generadas a través del medio, lo cual reduce significativamente la intensidad total resultante de la suma de todas estas ondas.

En los inicios de la óptica no lineal, para resolver este problema de desempatamiento de fases, surgió una técnica conocida como empatación de fases birrefringente (BPM, por sus siglas en inglés) para compensar la dispersión del material. En esta técnica se utilizan materiales birrefringentes, esto es, materiales anisotrópicos que dada una dirección de propagación de una onda existen dos índices de refracción diferentes para dos polarizaciones diferentes. Mediante la elección adecuada de la dirección de propagación de la onda incidente es posible escoger los índices de refracción de tal manera que todas

las ondas generadas a una cierta frecuencia a través del medio estén en fase, aumentando de esta manera la intensidad resultante.

Además de la técnica de empatamiento de fases birrefringente, más tarde se propuso otra técnica conocida como técnica de cuasiempatamiento de fases (QPM, por sus siglas en inglés). En contraste con BPM, la técnica QPM no impone condicionantes de polarización a las ondas que interactúan dentro del material; esto permite explotar a la componente no lineal de mayor valor del tensor no lineal del medio. Además, el intervalo espectral de las frecuencias que pueden generarse por QPM es mayor que por BPM y está limitada principalmente por el intervalo de transparencia del material no lineal.

Los detalles de la técnica QPM serán explicados en el capítulo 2, y será la técnica base de esta tesis para obtener interacciones entre ondas copropagantes y contrapropagantes en un medio no lineal. La técnica de cuasiempatamiento de fases generalmente se realiza en materiales ferroeléctricos, los cuales serán presentados a continuación.

Un material cuya polarización P_{NL} (momento dipolar por unidad de volumen) responde no linealmente a un campo eléctrico E , en general, da origen a efectos ópticos no lineales clasificados en la literatura como efectos de segundo orden (mezcla de tres ondas), efectos de tercer orden (mezcla de cuatro ondas) y en general de n-ésimo orden; a mayor número de ondas que interactúan en el material mayor es el orden. La “fuerza” con la que se presentan estos efectos depende del tensor de susceptibilidad no lineal $\chi^{(n)}$ asociado a cada fenómeno no lineal de n-ésimo orden; estos tensores representan la capacidad del material para interactuar con el campo electromagnético y la magnitud de sus elementos normalmente decrece drásticamente a medida que el orden aumenta. Los materiales ferroeléctricos son importantes por presentar altos valores en sus no linealidades de segundo orden, también poseen un momento dipolar espontáneo, llamado polarización espontánea P_s , la cual que puede ser invertida mediante la aplicación de un campo eléctrico. En estos materiales, resulta ser que la susceptibilidad no lineal de segundo orden $\chi^{(2)}$ es proporcional a la polarización espontánea; tal es el caso del niobato de litio (LiNbO_3) y tantalato de litio (LiTaO_3) (Matthias y Remeika, 1951) que además presentan altos coeficientes no lineales efectivos, altos coeficientes electro-ópticos y un amplio intervalo de transparencia en el visible e infrarrojo medio ($\sim 0.4 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$). Estas características los hacen adecuados para la fabricación de fuentes coherentes sintonizables que mediante cuasiempatamiento de fases logran una alta eficiencia de conversión a casi cualquier longitud de onda que se encuentre dentro de su rango de transparencia. La técnica de cuasiempatamiento de fases fue inventada por Armstrong et

al. (1962) y consiste en introducir una fase adicional de 180° cada vez que las ondas generadas a través del medio no lineal empiezan a interferir destructivamente. Sea l_c la distancia entre dos regiones a la cual las ondas de una región empiezan a interferir destructivamente con las ondas de la región contigua; a esta distancia se le conoce en la literatura como longitud de coherencia. Es aquí donde se utiliza la propiedad de que la no linealidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es proporcional a la polarización espontánea. Una inversión de P_s cambia el signo de las componentes del tensor $\chi^{(2)}$; estos cambios de signo son los que introducen el defasamiento de 180° deseado. Si se aplica un campo eléctrico para invertir la dirección de P_s solamente en regiones selectas del medio, podemos introducir esta fase adicional de 180° solamente en las regiones donde se invirtió la dirección de P_s (dominios ferroeléctricos de 180°). Si el ancho de estos dominios es exactamente l_c , se logra obtener un cambio periódico del signo de la no linealidad y consecuentemente una introducción periódica de defasamientos de 180° . En el caso descrito aquí el periodo $\Lambda = 2l_c$.

En la Figura 1 se muestra la idea básica de cómo se obtienen las estructuras de dominios que se usan en la técnica de cuasiempatamiento de fases. En la Figura 1a) se muestra el medio ferroeléctrico, en este caso LiNbO_3 , al cual se le han depositado electrodos periódicos en la cara superior. En la parte inferior se le ha colocado un electrodo uniforme. Antes de aplicar un voltaje a estos electrodos la polarización espontánea del material apunta en la misma dirección, por lo que consta de un solo dominio. En la Figura 1b) se muestra lo que idealmente sucede después de aplicarse un voltaje con una magnitud suficiente para invertir la dirección de la polarización espontánea: se crean dominios ferroeléctricos justamente debajo de los electrodos periódicos, formando dominios antiparalelos de ancho l_c . En la Figura 1c) se muestra un resultado más realista: los dominios crecen por debajo de los electrodos y además tienen forma de cuña y no de rectángulos perfectos. Además, el grosor de los dominios no es constante; varía de dominio a dominio. La razón de esto se explicará en más detalle en el capítulo 3. Por el momento, lo importante que hay que señalar ahora es que aún cuando los electrodos utilizados son perfectos, la estructura de dominios resultante no lo es y esta imperfección afecta a la calidad del cristal como un elemento útil para crear cuasiempatamiento de fases. Idealmente, los cristales periódicamente polarizados deben poseer un ciclo de trabajo (*duty-cycle*, en inglés) de $l_c / \Lambda = 0.5$ promediado sobre todo el cristal (también llamado *duty-cycle* del 50%); el efecto del *duty-cycle* y variaciones locales de éste se presenta en capítulos posteriores.

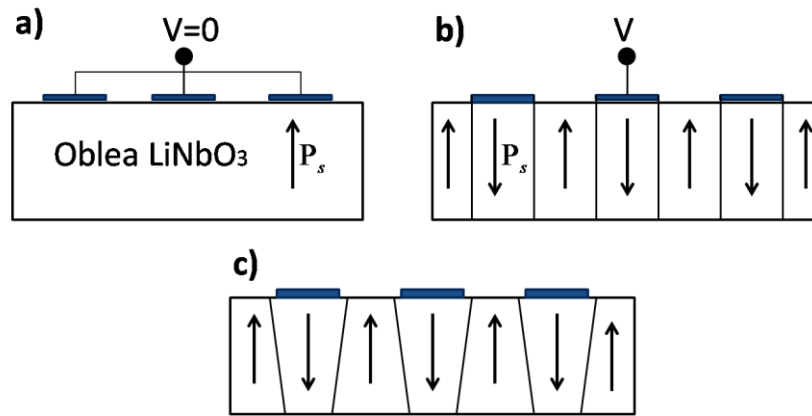


Figura 1. Contraste entre el caso ideal y el caso real en la formación de dominios ferroeléctricos de 180°. **a)** Oblea mono-dominio de niobato de litio con polarización espontánea; no se aplica voltaje a los electrodos. **b)** Caso ideal: después de aplicado un voltaje que produce un campo cuya magnitud excede el campo coercitivo del cristal, se forma una estructura de dominios de igual anchura y paredes lisas. **c)** Caso realista del cristal periódicamente polarizado: los dominios tienen forma de cuña y crecen debajo de los electrodos.

Con la técnica de cuasiempatamiento de fases, se adquieren grados extra de libertad que nos permiten elegir el periodo de inversión de la polarización para obtener procesos no lineales en donde se pueden utilizar diferentes materiales ferroeléctricos, podemos elegir la dirección de propagación y el mismo estado de polarización para todas las ondas. Tanto en niobato como en tantalato de litio, el coeficiente del tensor no lineal $\chi^{(2)}$ que es responsable del acoplamiento de tres ondas polarizadas a lo largo del eje "c" del cristal (polarización extraordinaria), χ_{33} , es un orden de magnitud mayor que los otros coeficientes de valores diferentes de cero que componen a este tensor. Esto nos permite obtener un acoplamiento más eficiente entre las ondas que con la técnica de empatamiento de fases birrefringente.

Estructuras periódicas de dominios ferroeléctricos de 180° hechas de niobato y tantalato de litio se conocen como estructuras de niobato de litio periódicamente polarizadas (PPLN, por sus siglas en inglés) y de tantalato de litio periódicamente polarizadas (PPLT, por sus siglas en inglés). Ambas son utilizadas para la generación de luz por conversión de frecuencias, como es el caso de la generación de segundo armónico, la suma de frecuencias, la diferencia de frecuencias, la rectificación óptica, el efecto electro-óptico lineal y en general la mezcla de tres ondas. Utilizando mezcla de tres ondas es posible diseñar fuentes coherentes sintonizables en un amplio espectro, a saber, osciladores ópticos paramétricos (OPO, por sus siglas en inglés), que fabricados en PPLN o PPLT presentan un amplio

espectro de sintonización ($\sim 0.4 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$). Estos dispositivos son parecidos a los láseres pero su mecanismo de ganancia está basado en la amplificación óptica paramétrica. Una onda de bombeo con frecuencia ω_p y una onda señal con frecuencia ω_s que inciden en un medio no lineal, PPLN o PPLT, dan lugar a la generación de otra onda acompañante, mejor conocida en la literatura como *idler*, con frecuencia $\omega_i = \omega_p - \omega_s$. A su vez, esta onda *idler* interactúa con el bombeo generando más ondas de señal y así sucesivamente, amplificando tanto la señal como el *idler* a expensas del bombeo.

Cuando el bombeo, la señal y el *idler* son copropagantes dentro de un cristal PPLN o PPLT, y además sus longitudes de onda están definidas en el rango de $\sim 1 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$, el periodo típico de la inversión de la polarización espontánea es de $\sim 25 - 32 \mu\text{m}$ (Myers et al., 1995). Sin embargo, si el periodo es del orden de $\sim 1 \mu\text{m}$, es posible obtener interacciones donde una de las ondas, por lo general el *idler*, es contrapropagante a las otras dos. Como veremos más adelante, el hecho de que uno de los haces sea contrapropagante puede dar lugar a un oscilador óptico paramétrico sin espejos (MOPO, por sus siglas en inglés), es decir, oscilación sin cavidad resonante, el cual tiene aplicaciones potenciales en espectroscopía en el infrarrojo medio, en óptica cuántica en procesos espontáneos de conversión paramétrica descendente de pares de fotones contrapropagantes de banda angosta (Chuu y Harris., 2011), en comunicaciones totalmente ópticas, procesamiento de señales, generación de solitones por convección (Shur et al., 2013), generación de luz lenta y metamateriales (Popov et al., 2018), entre otros.

Con la tecnología actual, lograr la inversión de dominios en cristales PPLN y PPLT en bulto (espesor $\sim 500\mu\text{m}$) con periodos del orden de $\sim 1 \mu\text{m}$ que tengan alta calidad óptica (*duty-cycle* 50:50, homogeneidad de dominios, etc.) sobre una longitud de cristal $\sim 2-3 \text{ cm}$ es un reto. Las técnicas existentes de fabricación consisten en la aplicación de un campo eléctrico de magnitud mayor al campo coercitivo del cristal ($\sim 21 \text{ kV/mm}$) para lograr una inversión efectiva de la dirección de la polarización espontánea dondequiera que se aplique el campo. Esta técnica, conocida en la literatura como *electrical poling*, permite alcanzar periodos $\sim 2.6 \mu\text{m}$ (Shur et al., 2000) y con una modificación a esta misma técnica se obtienen dominios de superficie que alcanzan unas cuantas decenas de μm de espesor con un periodo $\Lambda \sim 1 \mu\text{m}$ (Busacca et al., 2002). Con otras técnicas, basadas en la inversión de dominios por luz ultravioleta (*optical poling*,) o una combinación de luz UV y campo eléctrico (*all-optical poling*,) se alcanzan periodos del orden de sub-micras adecuadas para aplicaciones en guías en onda (Mailis et al., 2003; Sones et al., 2005; Valdivia et al., 2006).

Las bases teóricas de un oscilador óptico paramétrico sin espejos fueron planteadas por Harris (1966) y posteriormente desarrolladas por Ding y Khurgin (1996), considerando la técnica de cuasiempatamiento de fases. Canalias et al. (2007) reporta la primer verificación experimental de un MOPO en un cristal ferroeléctrico de KTP periódicamente polarizado (PPKTP); el cristal tenía una longitud de 5 mm, 400 μm de espesor y un periodo de 800nm. Este logro abrió un nuevo camino experimental en el desarrollo de fuentes sintonizables (Canalias, et al., 2003; Pasiskevicius, et al., 2008; Montes et al., 2013).

Las ventajas principales de PPKTP sobre PPLN y/o PPLT con composición congruente, son el alto valor de su umbral de daño, el bajo daño fotorefractivo y la inversión homogénea de dominios con periodos del orden de sub-micras adecuadas para la generación eficiente de procesos paramétricos con cuasiempatamiento de fases de primer orden. Sin embargo, el coeficiente no lineal del PPLN es casi del doble del valor que PPKTP y la desventaja del daño fotorefractivo en PPLN y PPLT puede reducirse enormemente con el uso de PPLN y PPLT con composición estequiométrica o con el uso de cristales dopados con MgO. El actual interés de varios grupos de investigación por lograr cristales periódicamente polarizados de niobato y tantalato de litio con alta calidad óptica y periodos $\Lambda \leq 5 \mu\text{m}$ es un indicador de su relevancia tecnológica y comercial.

Hasta donde sabemos, no se ha reportado en la literatura un oscilador óptico paramétrico sin espejos en PPLN y PPLT, independientemente de que los materiales tengan un composición congruente o estequiométrica, o si están dopados. Esta tesis analiza la posibilidad teórica de obtener oscilación óptica paramétrica sin espejos en estos cristales (Minor y Cudney, 2017) y describe el desarrollo de una fuente láser (Cudney y Minor, 2018) diseñada específicamente para emitir pulsos con la energía y el ancho temporal, de acuerdo al análisis teórico, requeridos para observar este fenómeno.

1.2. Objetivos

1.2.1. Objetivo general

Investigación y desarrollo de osciladores ópticos paramétricos sin espejos basados en ondas contrapropagantes en niobato y tantalato de litio periódicamente polarizado.

1.2.2. Objetivos específicos

- Estudio teórico que analiza bajo qué condiciones experimentales puede ser observada la oscilación óptica paramétrica sin espejos utilizando cristales en bulto periódicamente polarizados, por ejemplo, las óptimas longitudes de onda para las ondas interactuantes, el mejor cristal, la adecuada energía y ancho del pulso del bombeo, etc.

- De ser necesario, el aprovisionamiento o desarrollo de materiales (principalmente cristales PPLN y PPLT con un apropiado periodo de inversión de polarización, longitud y calidad óptica) y equipo (principalmente la adecuada fuente de bombeo) que el estudio teórico previo sugiera como recursos indispensables para observar oscilación óptica paramétrica sin espejos.

- Observación experimental y caracterización de oscilación óptica paramétrica sin espejos.

1.3. Organización de la tesis

Este trabajo de tesis está compuesto por seis capítulos. En el Capítulo 1 se describe el estado del arte que justifica la motivación y relevancia de este trabajo. En el Capítulo 2 se describen las bases teóricas de la oscilación óptica paramétrica sin espejos y las técnicas para obtenerla, especialmente la técnica conocida como cuasiempatamiento de fases. Se presenta un modelo sencillo en estado estacionario que explica las bases de funcionamiento de un oscilador óptico paramétrico sin espejos así como un comparativo entre un OPO convencional (basado en ondas copropagantes) y un MOPO. El Capítulo 3 presenta el análisis teórico de un MOPO pulsado, el análisis es realizado mediante la simulación numérica de un sistema de ecuaciones parciales acopladas que describen el comportamiento espacial y temporal del acoplamiento entre ondas. El resultado principal presentado aquí es que la intensidad requerida para observar oscilación pulsada sin espejos es mayor que la intensidad obtenida en estado estacionario. Esto es porque la oscilación debe crecer a partir de ruido cuántico hasta un nivel que pueda ser detectado en un tiempo menor al ancho del pulso del bombeo. También se muestran resultados del impacto de las imperfecciones de los cristales PPLN y PPLT (fluctuaciones del ancho de los dominios y *duty-cycle*) en MOPO, así como el impacto de otros fuertes procesos no lineales que pudieran estar presentes, como la generación del segundo armónico del bombeo y esparcimiento Raman estimulado. Además, se describen algunas propiedades espectrales únicas en esta clase de osciladores.

El Capítulo 4 describe el diseño y fabricación de una fuente láser adecuada para llevar a cabo experimentos en procesos paramétricos de haces contrapropagantes y para aplicaciones en procesos no lineales en cascada. La parte experimental se concluye en el Capítulo 5, en donde se presentan datos preliminares de posible amplificación óptica paramétrica de ondas contrapropagantes. Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones del trabajo generado en esta tesis.

Se incluyen tres apéndices. En el Apéndice A se detalla la derivación del método numérico empleado para solucionar el sistema de ecuaciones acopladas no lineales de haces contrapropagantes. En el Apéndice B se presenta la derivación del valor de ganancia Raman. En el Apéndice C se reportan las publicaciones generadas durante el programa doctoral.

Capítulo 2. Osciladores Ópticos Paramétricos

2.1. Propiedades ópticas no lineales

2.1.1. Mezcla de tres ondas: Suma de frecuencias, generación y amplificación óptica paramétrica

La mezcla de tres ondas es un proceso no lineal de segundo orden donde tres ondas de frecuencias diferentes interactúan entre sí. La suma de frecuencias es un caso particular de esta mezcla, donde la interacción de dos ondas de frecuencias angulares ω_1 y ω_2 dan lugar a una polarización del medio a una frecuencia angular $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Ignorando por el momento el carácter vectorial de las ondas electromagnéticas, la polarización no lineal $P_{NL}(\omega_3)$ del medio que oscila a ω_3 está dada por

$$P_{NL}(\omega_3) \propto \chi^{(2)} E(\omega_1) E(\omega_2), \quad (1)$$

donde $E(\omega_1)$ y $E(\omega_2)$ son las amplitudes de los campos eléctricos oscilando a ω_1 y ω_2 , respectivamente, y $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad de segundo orden; esta polarización a su vez genera otra onda electromagnética que oscila a la frecuencia angular ω_3 . Otro caso particular de mezcla de tres ondas es cuando una onda intensa, de frecuencia angular ω_3 , interacciona con otra de frecuencia angular ω_1 , generando otra de frecuencia angular ω_2 , donde también se cumple que $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. A su vez, la onda generada de frecuencia angular ω_2 interactúa con la onda de frecuencia angular ω_3 , generando más ondas de frecuencia angular ω_1 y así sucesivamente. El resultado final es que la intensidad de las ondas de ω_1 y ω_2 aumenta al propagarse a través del medio no lineal a expensas de la onda de frecuencia angular ω_3 . A este proceso se le llama amplificación óptica paramétrica (OPA, por sus siglas en inglés). En este proceso a la onda de mayor frecuencia angular, ω_3 , se le conoce como la onda de bombeo y a las otras dos se les conoce como señal y *idler*, donde la señal es la que tiene la mayor frecuencia angular. En esta tesis los subíndices 3, 2 y 1 que indican la frecuencia angular de cada onda se reemplazarán por los subíndices p, s, i, (del inglés “*pump*”, “*signal*” y “*idler*”), donde $\omega_p > \omega_s > \omega_i$; así nos referiremos a ellas en lo subsecuente.

La generación óptica paramétrica (OPG, por sus siglas en inglés) es un proceso similar a OPA en que dos ondas de frecuencias angulares ω_s y ω_i se obtienen a partir de una onda con una frecuencia angular ω_p . La diferencia radica en que no es necesario introducir una semilla de señal o *idler* para que se dé este proceso; a diferencia de OPA, que es un fenómeno clásico, éste es netamente cuántico: la semilla la dan las fluctuaciones cuánticas del vacío. Los procesos de OPG y OPA se muestran gráficamente en las Figuras 2a) y 2b).

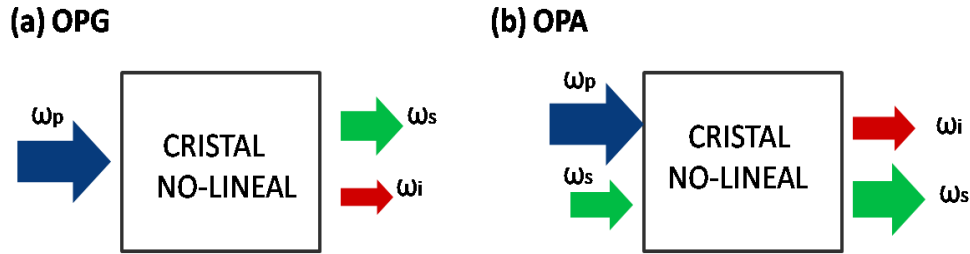


Figura 2. Representación de procesos paramétricos no lineales de segundo orden. **a)** Generación óptica paramétrica; **b)** Amplificación óptica paramétrica.

Desde el punto de vista cuántico, las interacciones entre el bombeo, señal y *idler* se pueden ver como procesos donde fotones se crean o se aniquilan. En estas interacciones se requiere que se conserve tanto la energía como el momento lineal. La energía de cada fotón está dada por $\hbar\omega$, donde \hbar es la constante reducida de Planck, $\hbar = h/2\pi$, por lo que la conservación de energía implica que $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$, por lo tanto $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Por otro lado, el momento de cada fotón está dado por $\hbar\mathbf{k}$, donde \mathbf{k} es el vector de onda de la onda electromagnética, por lo que la conservación de momento implica que

$$\hbar\mathbf{k}_p = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_i \pm \hbar\mathbf{k}_g, \quad (2)$$

donde \mathbf{k}_p , \mathbf{k}_s y \mathbf{k}_i son los vectores de onda del bombeo, señal y *idler*, respectivamente, cuyas magnitudes están dadas por $k_{p,s,i} = 2\pi n_{p,s,i} / \lambda_{p,s,i}$, $\lambda_{p,s,i}$ son las longitudes de onda y $n_{p,s,i}$ son los índices de refracción de cada una de ellas. El último término de la ecuación (2), $\hbar\mathbf{k}_g$, corresponde al momento que el medio no lineal puede adquirir o perder; veremos más adelante que \mathbf{k}_g es el vector que representa la frecuencia espacial de la modulación de la no linealidad del medio y se suele llamar en

la literatura como vector de rejilla cuando esta modulación espacial tiene la forma de una onda cuadrada. Se puede demostrar que para medios donde la no linealidad es homogénea entonces $\mathbf{k}_g = 0$. Sin embargo, si la no linealidad varía espacialmente, como en materiales ferroeléctricos periódicamente polarizados, entonces a \mathbf{k}_g debe ser diferente de cero, como veremos a continuación.

2.1.2. Cuasiempatamiento de fases

Uno de los procesos paramétricos mejor conocido es la generación de segundo armónico, esto es, la generación de una onda del doble de frecuencia de la del bombeo. Desde el punto de vista electromagnético, la onda de bombeo va generando las ondas del segundo armónico al propagarse a través del medio. La amplitud de la onda de segundo armónico a la salida del medio no lineal será igual a la suma de todas las ondas generadas a través del medio, y en general éstas no estarán en fase, por lo que la intensidad total no será alta. La razón por la cual las ondas generadas no están en fase es que éstas y la onda de bombeo que las genera viajan a distintas velocidades dentro del medio (dispersión). En la técnica de cuasiempatamiento de fases lo que se hace es añadir a estas ondas un cambio de fase de 180° cada cierta distancia conocida como longitud de coherencia l_c , que es la longitud del medio a la cual las ondas dentro de éste empiezan a interferir destructivamente. Al agregar esta fase de 180° todas las ondas interfieren constructivamente. El caso particular de la generación del segundo armónico descrito sólo es para ejemplificar el concepto de cuasiempatamiento de fases, y el proceso es el mismo para otro tipo de interacciones no lineales: las ondas generadas se desfasan y se corrige ese desfase mediante la introducción de un cambio de fase adicional de 180° .

La manera más usual de introducir esta fase adicional de 180° es invirtiendo la no linealidad $\chi^{(2)}$ del medio. Para el caso especial en el que la no linealidad varía espacialmente como una onda cuadrada, esto es, que la magnitud de $\chi^{(2)}$ es constante pero su signo varía periódicamente, la magnitud del vector de rejilla \mathbf{k}_g dada en la ecuación (2) puede tomar valores discretos dados por

$$k_g = \frac{2\pi}{\Lambda} m, \quad (3)$$

donde Λ es el periodo espacial (equivalente a $2l_c$) y m es un entero impar y se le conoce como el orden de cuasiempatamiento. La Figura 3 muestra qué sucede cuando hay y cuando no hay este cambio periódico de fase de 180° . La curva azul muestra la intensidad de la onda paramétrica que se genera cuando la no linealidad es constante (no se añaden 180° cada longitud de coherencia) y la curva roja cuando el signo de la no linealidad varía periódicamente (cuando sí se añaden 180° cada longitud de coherencia). El caso particular que se muestra en la Figura 3 es el caso de $m = 1$, cuasiempatamiento de primer orden.

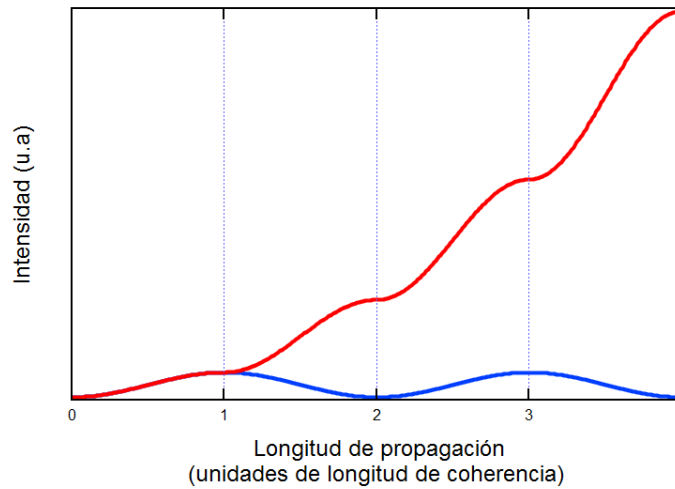


Figura 3. Interacción paramétrica en un cristal no lineal; Curva roja: Cuasiempatamiento de fases de primer orden $m=1$. Curva azul: No hay empatamiento de fases de ningún tipo.

Siguiendo con el análisis de mezcla de tres ondas, si se hace la suposición de que las tres ondas que interactúan viajan en la misma dirección y además son colineales con la modulación espacial de la no linealidad, la conservación del momento (condición de cuasiempatamiento de fases) se puede expresar como

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i} \pm \frac{m}{\Lambda}, \quad (4)$$

donde λ_p , λ_s , λ_i , son las longitudes de onda y n_p , n_s , n_i son los índices de refracción del bombeo, señal y *idler*, respectivamente.

La Figura 4a) muestra una representación gráfica de la ecuación (2) cuando se escoge el signo positivo en el último término. Debido a la dispersión del índice de refracción del medio, la suma de los momentos de la señal y el *idler* es ligeramente menor que la de los fotones de bombeo y la pequeña diferencia se compensa con el momento cristalino. Cuando la suma de los momentos de la señal y el *idler* es mayor al del bombeo, la condición de cuasiempatamiento de fases se cumple cuando se escoge el signo negativo del último término de la ecuación (4).

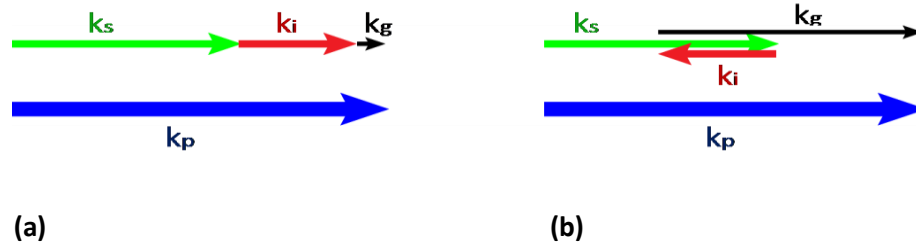


Figura 4. Cuasiempatamiento de fases de haces colineales. **a)** Las tres ondas que interactúan viajan en la misma dirección; **b)** La onda *idler* se desplaza en la dirección opuesta, lo que implica requerir más momento del medio no lineal.

La Figura 4b) muestra que existe otra situación en la cual las tres ondas son colineales; sin embargo, una de ellas, la onda *idler*, viaja en dirección opuesta. Aún así la ecuación (2) sigue siendo válida pero la versión escalar de la ecuación (4) ya no lo es. Comparando las figuras 4a) y 4b) vemos que el cambio de la dirección del *idler* hace que el momento que tiene que ceder o absorber el cristal, cuya magnitud es proporcional a k_g , sea mucho mayor en este caso.

En esta tesis analizaremos el caso particular en el que el *idler* viaja contrapropagante tanto al bombeo como a la señal; por tanto, la versión escalar de la ecuación (4) es transformada en

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} \pm \frac{m}{\Lambda}. \quad (5)$$

El signo negativo del segundo término del lado derecho de la ecuación (5) indica que una onda (*idler*) viaja en sentido contrario a las ondas bombeo y señal; este cambio de signo en la condición de cuasiempatamiento de fases lo cambia todo. El momento que provee el medio debe ser mucho mayor al caso copropagante, lo que tiene implicaciones en el periodo requerido por las estructuras periódicas que varían espacialmente la no linealidad del medio. Para obtener OPG u OPA por cuasiempatamiento de

fases de primer orden ($m = 1$) cuando la longitud de onda del bombeo es aproximadamente una micra y las tres ondas son copropagantes, el periodo requerido es del orden de $\sim 25 - 32 \mu\text{m}$. Cuando el idler es contrapropagante, el periodo disminuye por al menos un factor de ~ 20 como se demostrará más adelante.

Una forma de obtener esta variación de la no linealidad del medio es con materiales ferroeléctricos periódicamente polarizados, esto es, un material donde la dirección de la polarización espontánea gira 180° de un dominio a otro. Debido a que la no linealidad de orden 2 es proporcional a la polarización espontánea, este giro periódico de la dirección de P_s crea la variación del signo de $\chi^{(2)}$.

Las técnicas existentes para la fabricación de estos materiales fueron esbozadas en el Capítulo 1 de esta tesis y se profundizará en sus limitantes de fabricación más adelante.

En particular, yo centraré mi tesis en dos materiales ferroeléctricos: niobato de litio y tantalato de litio. Si están periódicamente polarizados se les conoce como niobato de litio periódicamente polarizado (PPLN) y tantalato de litio periódicamente polarizado (PPLT).

2.1.3. Oscilador óptico paramétrico sin espejos

Los osciladores ópticos paramétricos son fuentes de radiación monocromática sintonizable que son similares en muchos aspectos al láser. Ambos inician a partir de ruido: emisión espontánea en el láser, generación óptica paramétrica en el OPO, que luego se amplifica a través de la emisión estimulada en el láser y por amplificación óptica paramétrica en OPO. Este ruido amplificado se retroalimenta en el medio amplificador, generalmente mediante una cavidad óptica que consta de dos espejos paralelos entre sí, y si la ganancia es mayor que las pérdidas, se producirá una oscilación. La energía requerida para mantener la oscilación es provista por una fuente externa y en el caso del OPO es proporcionada por un haz de bombeo.

Por otro lado, con las técnicas de inversión de dominios basadas en la técnica de cuasiempatamiento de fases explicadas en el capítulo uno, es posible fabricar estructuras de dominios ferroeléctricos, cuyo grosor y periodicidad de los dominios, nos permiten generar diferentes longitudes de onda a nuestra conveniencia. Si un material estructurado es introducido dentro de una cavidad óptica resonante a la frecuencia de la señal y/o a la frecuencia del *idler*, y además sigue la ecuación de

cuasiempatamiento de fases (4), tendremos un oscilador óptico paramétrico que puede emitir en un rango amplio de longitudes de onda limitadas básicamente por el intervalo de transparencia del material, el ancho de banda de las películas antirreflejantes de los espejos que conforman la cavidad, la calidad del cristal. En cambio, si el material ferroeléctrico periódicamente polarizado sigue la condición de cuasiempatamiento de fases dada en la ecuación (5), ya no es necesaria una cavidad resonante para que se presente el fenómeno de oscilación; el medio no lineal por sí mismo actúa como un resonador. En la Figura 5 se muestra un esquema de un MOPO en donde el *idler* es la onda contrapropagante al bombeo y a la señal.

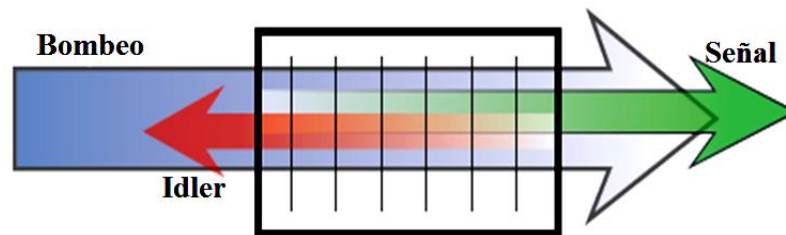


Figura 5. Esquema de un oscilador óptico paramétrico sin espejos utilizando un material periódicamente polarizado.

En comparación con los OPO's convencionales, el MOPO establece un mecanismo de retroalimentación distribuida que le permite oscilar sin espejos y a diferencia de los láseres de Bragg no es un dispositivo basado en reflectividades sino en cuasiempatamiento de fases de ondas contrapropagantes. Es posible pensar en este dispositivo como un reflector no lineal de Bragg para tener una imagen conceptual del mecanismo de oscilación. Los osciladores ópticos paramétricos sin espejos además de reducir a un sólo cristal toda la fuente de luz sintonizable presentan propiedades espectrales únicas, tales como: la onda contrapropagante siempre presenta un ancho de banda reducido en comparación con un OPO y es independiente del ancho de banda del bombeo, la onda copropagante es una copia espectral del bombeo. Esto se explicará y verificará numéricamente en la sección 3.3.

2.2. Mezcla de tres ondas con *idler* contrapropagante

2.2.1. Sistema de ecuaciones acopladas no lineales: Análisis de onda plana

En esta tesis trabajaremos en el régimen pulsado: las intensidades de los campos acoplados del bombeo, señal e *idler* varían en tiempo y espacio; en particular, este capítulo analizará las interacciones no lineales de ondas contrapropagantes en cristales ferroeléctricos, por lo que es adecuado introducir un sistema general de ecuaciones que describan este fenómeno y un sistema de coordenadas a utilizar.

Usaremos el sistema de coordenadas de los ejes principales de los cristales, así que supondremos que los campos incidentes se propagarán a lo largo del eje "x" del cristal al igual que las ondas generadas dentro de éste. En toda la tesis las ondas son planas, cuasi-monocromáticas y estarán polarizadas linealmente a lo largo del eje "z", el cual es paralelo al eje de simetría "c" del cristal, al igual que la polarización inducida (momento dipolar del cristal).

La representación clásica del campo eléctrico para tres ondas planas colineales: bombeo, *idler* y señal, polarizadas a lo largo del eje "z" es : $\mathbf{E}_{p,i,s}(\mathbf{r}, t) = \frac{E_{p,i,s}(x, t)}{2} \hat{\mathbf{z}} \exp[i(k_{p,i,s}(\pm x) - \omega_{p,i,s}t)] + c.c$, donde $E_{p,i,s}(x, t)$ son las envolventes lentas del campo eléctrico que tienen una dependencia espacial a lo largo de la dirección de propagación "x". Para las ondas señal y bombeo se escoge el signo positivo en el factor $ik_{p,i,s}(\pm x)$ y para la onda *idler*, que viaja en sentido opuesto, se escoge el signo negativo.

Los campos electromagnéticos se mezclan y las tres ondas se acoplan entre ellas a través de la polarización no lineal de segundo orden. Por ejemplo, la polarización que oscila a la frecuencia de bombeo ω_p está dada por $\mathbf{P}_j^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_p) = \varepsilon_0 \sum_{kl} \chi_{jkl}^{(2)}(-\omega_p; \omega_i, \omega_s) \mathbf{E}_k(\omega_i) \mathbf{E}_l(\omega_s)$ donde los índices j, k, l son las componentes cartesianas de los campos; en notación compacta, la polarización no lineal de segundo orden puede re-escribirse como $\mathbf{P}_{NL}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E}$, donde $\chi^{(2)}$ es el tensor no lineal de orden 2.

Los campos eléctricos de cada onda se relacionan con la polarización no lineal mediante la ecuación de onda $\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}$. Utilizando la aproximación de la variación lenta de la

envolvente (aproximación SVEA) y despreciando términos proporcionales a la segunda derivada temporal de las envolventes, obtenemos las ecuaciones acopladas no lineales de un MOPO

$$\begin{aligned}
& + \frac{\partial E_p}{\partial x} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial E_p}{\partial t} = + \frac{i\omega_p}{2n_p c} \chi_{33}^{(2)} g(x) E_s E_i \exp[-i\Delta k x], \\
& - \frac{\partial E_i}{\partial x} + \frac{1}{v_i} \frac{\partial E_i}{\partial t} = + \frac{i\omega_i}{2n_i c} \chi_{33}^{(2)} g(x) E_p E_s^* \exp[i\Delta k x], \\
& + \frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial E_s}{\partial t} = + \frac{i\omega_s}{2n_s c} \chi_{33}^{(2)} g(x) E_p E_i^* \exp[i\Delta k x],
\end{aligned} \tag{6}$$

donde la susceptibilidad no lineal efectiva para cuando las tres ondas están polarizadas a lo largo del eje "c" está definida como $\chi_{eff}^{(2)} = \hat{\mathbf{z}} \cdot \chi^{(2)} : \hat{\mathbf{z}} \hat{\mathbf{z}} = \chi_{33}^{(2)}$. Es importante señalar que de todas las componentes del tensor $\chi^{(2)}$, la componente $\chi_{33}^{(2)}$ es la que tiene la mayor magnitud, lo cual es otra ventaja de usar cuasiempatamiento sobre empatamiento de fases en estos materiales (en empatamiento de fases no es posible usar $\chi_{33}^{(2)}$, ya que las polarizaciones de las ondas tienen que ser diferentes). El término Δk está definido en toda la tesis como $\Delta k = k_p - k_s + k_i$, v_s , v_i y v_p son las velocidades de grupo y n_s , n_i , n_p son los índices de refracción de la señal, *idler* y bombeo, c es la velocidad de la luz y $g(x)$ es una función que representa la modulación espacial del signo de la no linealidad ($\chi_{eff}^{(2)}(x) = \chi_{33}^{(2)} g(x)$).

La función $g(x)$ nos describe la estructura de dominios del cristal. Está definida de la siguiente manera:

$$g(x) = \begin{cases} +1 & \text{si en } x \text{ la polarización espontánea apunta en la dirección } +z \\ -1 & \text{si en } x \text{ la polarización espontánea apunta en la dirección } -z \end{cases} \tag{7}$$

A manera de ejemplo, la Figura 6 muestra el caso ideal en el que la estructura de dominios es perfecta: tanto los dominios positivos como los negativos tienen exactamente la misma longitud y además el periodo espacial Λ está dado por $\Lambda = 2\pi m / \Delta k$ para que haya cuasiempatamiento de fases de orden m perfecto. Sea l el ancho de los dominios positivos. En este caso en particular $l / \Lambda = 0.5$ y la función $g(x)$ es una onda cuadrada.

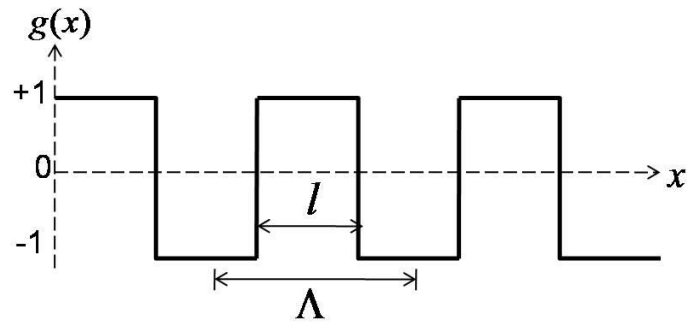


Figura 6. Caso ideal de la función $g(x)$: Modulación del signo de la no linealidad $\chi_{eff}^{(2)}(x)$; $+1$ indica dominios positivos y -1 indica dominios negativos. l es el ancho de un dominio ferroeléctrico y Λ el periodo de la estructura de dominios ferroeléctricos.

La suposición de que el ancho de los dominios es perfecta es por supuesto ideal; una serie de simulaciones numéricas que nos indican qué sucede cuando la relación $l/\Lambda \neq 0.5$ o cuando hay fluctuaciones en la función $g(x)$ se mostrarán en el capítulo 3.

Se puede demostrar que el sistema de ecuaciones (6) cumple, como todo sistema físico, con el principio de conservación de energía, siguiendo las relaciones de Manley-Rowe $d\Phi_i/dx = d\Phi_s/dx = -d\Phi_p/dx$ donde $\Phi_{i,s,p}$ indica el número de fotones para cada onda: por cada fotón ganado o perdido a la frecuencia angular ω_p , un fotón se pierde o se gana a las frecuencias angulares ω_i y ω_s .

2.2.2. Caso Ideal: Análisis en estado estacionario

La solución al sistema de ecuaciones (6) se puede simplificar bastante si se supone que el sistema se encuentra en un estado estacionario, es decir, que todas las derivadas parciales con respecto al tiempo son iguales a cero. Además, supondremos que el cristal periódicamente polarizado es perfecto, es decir, la razón entre el ancho de un dominio y su periodo serán $l/\Lambda = 0.5$; a esta razón se le conoce como ciclo de trabajo (*duty-cycle*, en inglés), y es común referirse a este caso ideal en la literatura como *duty-cycle* del 50%.

Si en vez de usar las envolventes $E_{p,i,s}$ utilizamos campos eléctricos normalizados $A_{p,i,s}$ definidos por $A_{p,i,s} = \sqrt{n_{p,i,s}/\omega_{p,i,s}} E_{p,i,s}$, las ecuaciones acopladas se simplifican de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\frac{dA_p}{dx} &= +i\kappa A_s A_i \exp(-i\Delta k' x), \\ \frac{dA_i}{dx} &= -i\kappa A_p A_s^* \exp(i\Delta k' x), \\ \frac{dA_s}{dx} &= +i\kappa A_p A_i^* \exp(i\Delta k' x),\end{aligned}\tag{8}$$

donde la constante de acoplamiento κ de las tres ondas que interactúan está dada por

$$\kappa = \frac{\chi_{eff}^{(2)}}{2c} \sqrt{\frac{\omega_i \omega_s \omega_p}{n_i n_s n_p}}$$

y la no linealidad efectiva $\chi_{eff}^{(2)} = \frac{2}{m\pi} |\chi_{33}|$ contiene información del orden m de

cuasiempatamiento. Finalmente, el término $\Delta k'$ está definido por $\Delta k' = \Delta k - k_g$.

Si consideramos cuasiempatamiento de fases perfecto, es decir, $\Delta k' = \Delta k - k_g = 0$, y además suponemos que la propagación del pulso de bombeo en el cristal se ve poco afectada por la no linealidad del medio, el agotamiento de bombeo es casi nulo (régimen de baja señal), entonces la amplitud del bombeo es aproximadamente constante a lo largo de todo el medio. Bajo esta aproximación, la solución analítica del sistema de ecuaciones (8) se simplifica a sólo dos ecuaciones, las cuales al resolverse dan como resultado

$$\begin{aligned}A_s(x) &= A_s(0) \frac{\cos(\kappa A_p(x-L))}{\cos(\kappa A_p L)} + iA_i^*(L) \frac{e^{i\frac{\kappa A_p}{|\kappa A_p|} \sin(|\kappa| A_p x)}}{\cos(\kappa A_p L)}, \\ A_i(x) &= A_i(L) \frac{\cos(\kappa A_p x)}{\cos(\kappa A_p L)} - iA_s^*(0) \frac{\sin(|\kappa| A_p(x-L))}{\cos(\kappa A_p L)},\end{aligned}\tag{9}$$

donde L es la longitud del cristal no lineal; por simplicidad hemos puesto a cero la fase de la amplitud del bombeo A_p . Observando el denominador vemos que cuando $\kappa A_p L$ se iguala a $\pi/2$, las amplitudes

$A_s(x)$ y $A_i(x)$ tienden a infinito independientemente de los valores de a la frontera $A_s(0)$ y $A_i(L)$ (siempre y cuando alguno de los dos sea diferente a cero), lo que se interpreta como una oscilación que

emerge a partir de ruido inicial; esto corresponde al régimen de oscilación de un MOPO. La potencia de la señal a lo largo de la estructura será proporcional a $\sin^2(\pi x / 2L)$ mientras que la potencia del *idler* será proporcional a $\cos^2(\pi x / 2L)$.

Nótese que por lo menos uno de los dos valores a la frontera, $A_s(0)$ y $A_i(L)$, tiene que ser diferente a cero para que $A_s(x)$ y $A_i(x)$ no sean idénticamente iguales a cero a lo largo del medio. Clásicamente, esto implica que forzosamente debe haber un ruido inicial para que se dé la oscilación. Sin embargo, un análisis en donde se cuantiza la radiación electromagnética indica que no es necesario introducir valores a la frontera diferentes a cero. Una manera de interpretar esto clásicamente es que el ruido es proporcionado por fluctuaciones cuánticas del vacío.

2.2.2.1. Umbral de Oscilación

De la condición de oscilación obtenida en estado estacionario podemos ver que la amplitud de bombeo mínima requerida para que haya oscilación es $A_p = \pi / 2\kappa L$. La intensidad del bombeo está relacionada con su amplitud por $I_p = \varepsilon_0 c n_p |E_p|^2 / 2 = \varepsilon_0 c \omega_p |A_p|^2 / 2$, donde ε_0 es la permitividad en el vacío. Por lo tanto la intensidad de bombeo umbral en estado estacionario está dada por

$$I_{th} = \frac{m^2 \pi^2 c \varepsilon_0 n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s}{128 L^2 d_{33}^2}, \quad (10)$$

donde utilizamos la relación $d_{33} = \chi_{33}^{(2)} / 2$.

Para analizar la viabilidad experimental de poder obtener un oscilador sin espejos es importante maximizar recursos teóricos como tecnológicos. Empezaremos evaluando el valor del periodo Λ de la estructura a fabricar. Mientras más larga sea la longitud de onda del *idler* comparada con el bombeo y la señal, mayor el periodo, lo cual nos favorece porque, como se mencionó en el capítulo anterior, no es fácil hacer estructuras con periodos menores $\sim 3 - 5 \mu\text{m}$ en $500 \mu\text{m}$ de espesor y $2 - 3 \text{ cm}$ de longitud de cristal. Suponiendo que $\lambda_i \square \lambda_s, \lambda_p$, por lo tanto $\lambda_s \approx \lambda_p$ son muy similares y en consecuencia $n_s \approx n_p$; de la ecuación (5) se puede deducir que para $m=1$,

$$\Lambda = \frac{\lambda_p \lambda_i}{\lambda_i [n_p - n_s] + \lambda_p [n_s + n_i]} \approx \frac{\lambda_i}{n_s + n_i}, \quad (11)$$

independientemente de la dispersión del medio no lineal.

Por otro lado, en la elección de la longitud de onda del *idler* existen limitantes debido a la absorción del medio, el cual en niobato y tantalato de litio se vuelve apreciable para $\lambda_i > 4 - 4.5 \mu\text{m}$. Si la absorción es grande es más difícil que se pueda obtener oscilación. Seleccionando un valor de $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$ encontramos que el máximo periodo posible se encuentra en el orden de $\Lambda \sim 1 \mu\text{m}$ tanto para niobato y tantalato de litio; suponiendo una longitud de onda de bombeo de alrededor de una micra, que es lo que se usará en esta tesis, su correspondiente señal tiene una longitud de onda de alrededor de $1.39 \mu\text{m}$.

La Figura 7a) muestra el periodo requerido para obtener oscilación sin espejos en niobato y tantalato de litio como una función de la longitud de onda del bombeo, suponiendo una longitud de onda del *idler* de $4.5 \mu\text{m}$; la dispersión en los índices de refracción se calcularon usando las ecuaciones de Sellmeier en el espectro del infrarrojo medio para niobato de litio (Jundt, 1997) y para tantalato de litio (Barboza y Cudney, 2009).

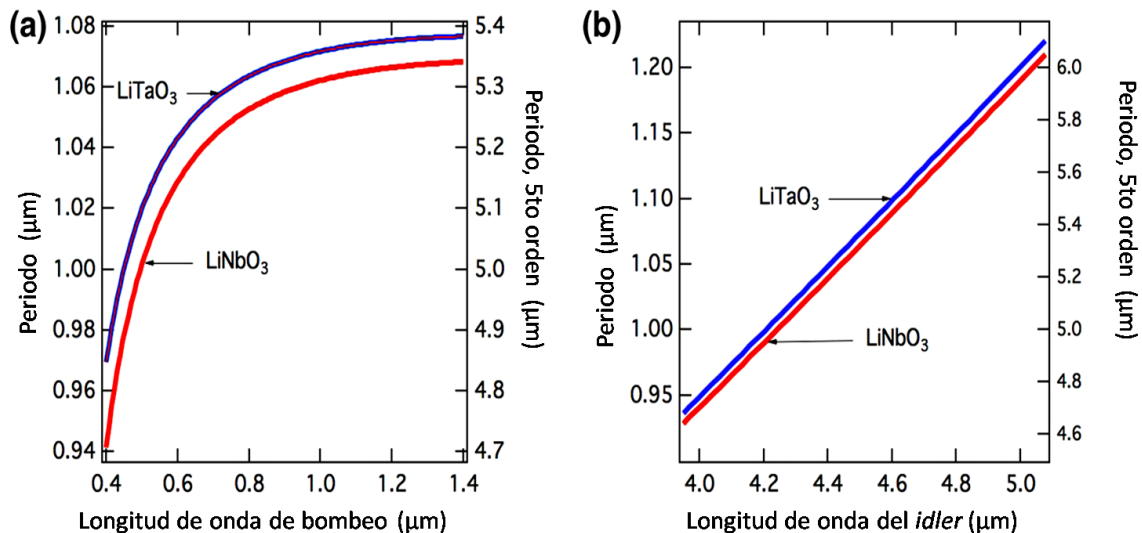


Figura 7. Periodo de cuasiempatamiento de fases para oscilación sin espejos. **a)** Periodo vs. longitud de onda de bombeo y $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$; **b)** Periodo vs. longitud de onda de *idler* y $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$.

Como se puede ver, el periodo requerido no varía mucho y es del orden de $1 \mu\text{m}$ para una longitud de onda de bombeo entre 0.4 y $1.4 \mu\text{m}$. Si se elige un láser de Nd: YAG que emite a $\lambda_{\text{Nd:YAG}} = 1.064 \mu\text{m}$, a esta longitud de onda, el periodo requerido en ambos cristales para QPM de primer orden $\sim 1.06 \mu\text{m}$, como se muestra en la Figura 7b). Otra fuente importante es el láser de Nd: YLF, el cual emite a una $\lambda_{\text{Nd:YLF}} = 1.047 \mu\text{m}$. Para este láser el periodo requerido es $\sim 0.005 \mu\text{m}$ menor que para el láser de Nd: YAG; su correspondiente señal tiene un corrimiento hacia $1.36 \mu\text{m}$. Ambas fuentes láser son una buena elección.

Hasta donde sabemos, no se han desarrollado cristales de grosor $\sim 500 \mu\text{m}$ y alta calidad óptica en una longitud de $\sim 2 - 3 \text{ cm}$ en PPLN y PPLT que sean adecuados para cuasiempatamiento de fases de primer orden ($m=1$), pero sí existe la factibilidad para órdenes superiores, en particular para quinto orden. Cristales de 2 cm con una periodo de $\sim 5 \mu\text{m}$ están disponibles comercialmente; por lo tanto, elegiremos trabajar con cuasiempatamiento de fases de quinto orden ($m = 5$) para el subsecuente análisis.

2.2.2.2 Limitantes impuestas por el umbral de daño

Hasta ahora hemos tomado en consideración algunas características ópticas del niobato de litio y tantalato de litio tales como su región de transparencia y dispersión del índice de refracción. Experimentalmente los efectos no lineales de segundo orden son inducidos por el campo eléctrico de un pulso de bombeo intenso y de corta duración, por tanto, determinar el umbral de daño del cristal asociado a la fluencia del pulso y el radio del pulso de bombeo es importante.

Supondremos por simplicidad que el bombeo es un pulso de intensidad constante con una duración τ y además su intensidad no cambia a lo largo del medio ya que está uniformemente distribuida en una sección transversal de radio w . La energía del pulso de bombeo E_{th} requerida para alcanzar el umbral de oscilación está dada por $E_{th} = I_{th} \pi w^2 \tau$ y está limitada por el valor de la fluencia de daño F_d del material. La fluencia de daño depende de varios factores, tales como la longitud de onda del pulso, su duración τ , la tasa de repetición de los pulsos, el radio del haz, así como su calidad temporal (si presenta varios modos longitudinales éstos podrían generar batimiento de modos y causar picos instantáneos de intensidad, provocando fractura del cristal) y su calidad espacial (puntos locales de alta intensidad podrían causar quemaduras en la superficie del cristal). También depende de la

estequiometría y el dopado del cristal, el tipo de pulido empleado en las superficies de entrada y salida, la calidad de las películas dieléctricas, etc.

Por lo anterior no es de extrañarse que existan discrepancias en el valor de fluencia de daño en la literatura. Brosnan y Byer (1979) reportan una fluencia de daño en niobato de litio sin películas antirreflectantes de $\sim 2.7 \text{ J / cm}^2$ para pulsos de $1.05 \mu\text{m}$ y 20 - 30 ns de duración. Missey et al. (1999) lograron oscilación sin daño fotorrefractivo (y por lo tanto sin daños por quiebre) en PPLN a temperatura ambiente con una fluencia superior a 5.6 J / cm^2 ; esto fue con un bombeo en modo TEM₀₀, una longitud de onda de $1.064 \mu\text{m}$, pulsos de 3.5 ns enfocados a un radio de $\sim 65 \mu\text{m}$ y una tasa de repetición de 100 Hz. Existen razones teóricas para suponer que en el régimen de nanosegundos la fluencia de daño escala como la raíz cuadrada de la duración del pulso; en los datos reportados por Giuliano y Hellwarth (1974) se mantiene esta relación si las superficies reciben un tratamiento de radiofrecuencia por plasma Ar-O₂: el umbral de daño es de $\sim 43 \text{ J/cm}^2$ para pulsos de 17.5 ns provenientes de un láser que emite a $1.06 \mu\text{m}$ y se enfoca a un radio de $49 \mu\text{m}$ (caída 1/e de la amplitud del campo eléctrico), pero con un simple pulido abrasivo el umbral de daño baja a 28 J/cm^2 para exactamente las mismas condiciones del pulso de bombeo. Los datos presentados en Furukawa et al. (1991) siguen con mayor precisión la relación teórica: el umbral de daño es $\sim 10 \text{ J / cm}^2$ y $\sim 52 \text{ J / cm}^2$ para pulsos de 1 ns y 25 ns, respectivamente. En este caso, ambos pulsos tienen una longitud de onda de $1.053 \mu\text{m}$ con un solo modo longitudinal y calidad espacial TEM₀₀. Extrapolando esta ley, obtenemos que para pulsos de 300 ps el umbral de daño es $\sim 5.5 \text{ J / cm}^2$.

Finalmente, la tasa de repetición de los pulsos también es importante. Si la tasa es muy alta no le da tiempo al cristal disipar el calor a la montura donde se encuentra, por lo que la región irradiada aumenta en temperatura, dañándose después de algún tiempo. De la literatura podemos inferir que la fluencia del daño en el régimen de nanosegundos y a baja tasa de repetición ($\sim \text{Hz}$) es aproximadamente independiente de la duración del pulso. En esta tesis fijamos de manera conservadora el umbral de daño a un valor de $F_d \sim 3 \text{ J / cm}^2$, que es un valor que está muy por debajo de lo reportado por los grupos mencionados arriba y cerca del valor de Brosnan y Byer (1979); además concuerda con el valor experimental que se ha observado en nuestro grupo de investigación, tanto para PPLN como para PPLT.

Bajo estas consideraciones y retomando la ecuación (10), la duración máxima del pulso de bombeo que se puede utilizar sin dañar el cristal está dado por

$$\tau_{\max} = \frac{F_d}{I_{th}} = \frac{128L^2 d_{33}^2 F_d}{m^2 \pi^2 c \varepsilon_0 n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s}. \quad (12)$$

Experimentalmente, un pulso proveniente de un láser tiene un perfil que se supone radialmente simétrico con un perfil Gaussiano representado como: $I(r, t) = I_w(t) \exp(-2r^2 / w_z^2(z))$ donde $I_w(t)$ es la intensidad dependiente del tiempo en el centro de la cintura del haz, r son coordenadas radiales y $w_z(z)$ es el radio del haz Gaussiano (radio al cual la intensidad baja $1/e^2$ del máximo). La longitud de Rayleigh z_R , dada por $z_R = \pi w^2 n / \lambda$, es la distancia a partir de la cintura a la cual el ancho aumenta de su mínimo, w , a $w_z(z_R) = \sqrt{2}w$; normalmente se considera que $b = 2z_R$ (parámetro confocal) es la longitud sobre la cual el haz puede considerarse colimado; en otras palabras, la difracción del haz es insignificante, y $w_z(z)$ es aproximadamente constante dentro de todo el cristal.

En esta tesis elegiremos un valor de radio del haz de bombeo $w = 50 \mu m$. Para este valor y una longitud de onda de bombeo de alrededor de una micra (con índice de refracción ≈ 2.2) vemos que $b \approx 31 mm$, por lo que aún para cristales tan largos como 30 mm podemos considerar al haz de bombeo colimado y podemos despreciar efectos de difracción.

La energía máxima a la que podemos bombear va a estar limitada por la energía umbral de daño E_d cuyo valor se obtiene utilizando el valor de la fluencia de daño F_d , así el valor obtenido es $E_d = F_d \pi w^2 \approx 230 \mu J$; aquí hemos hecho la simplificación de que la fluencia está uniformemente distribuida en un círculo de radio w . De la ecuación (12) y el valor de la fluencia de daño de $3 J/cm^2$ se puede conocer la máxima duración del pulso aceptable para niobato y tantalato de litio. Utilizando la regla de Miller (Miller, 1964) se ha inferido el valor de $d_{33} = 19.4 \text{ pm/V}$ para LiNbO_3 y $d_{33} = 10.7 \text{ pm/V}$ para LiTaO_3 tomando en cuenta los valores reportados por Shoji et al (1997) de la generación de segundo armónico para una $\lambda_p = 1.064 \mu m$ ($d_{33} = 25.2 \text{ pm/V}$ para LiNbO_3 y $d_{33} = 13.8 \text{ pm/V}$ para LiTaO_3). El decremento de $\sim 50\%$ del valor del coeficiente no lineal en tantalato de litio con respecto a niobato de litio va a aumentar la intensidad requerida para obtener la oscilación, por lo que para una fluencia dada (limitada por la fluencia de daño) también va a limitar la máxima duración del pulso de bombeo.

En la Figura 8 se muestran algunas de las limitantes impuestas por el umbral de daño. En todos los casos estamos suponiendo un radio $w = 50 \mu m$. En la Figura 8a) se presenta la máxima duración del pulso en función de la longitud del cristal. Para un cristal de 3 cm de largo, para LiTaO_3 el valor máximo de

duración del pulso de bombeo $\tau_{\max} \sim 10$ ns y para LiNbO_3 , $\tau_{\max} \sim 35$ ns. En la Figura 8b) se presenta la energía por pulso requerida para obtener oscilación en función de la duración del pulso para tres longitudes diferentes. Se puede observar que para una longitud de cristal de 2 y 3 cm es posible elegir un amplio rango de duración del pulso de bombeo. Las gráficas para un cristal LiTaO_3 no se muestran porque debido a su reducido valor de d_{33} estamos obligados a elegir fuentes de pulsos cortos para evitar rebasar el umbral de daño.

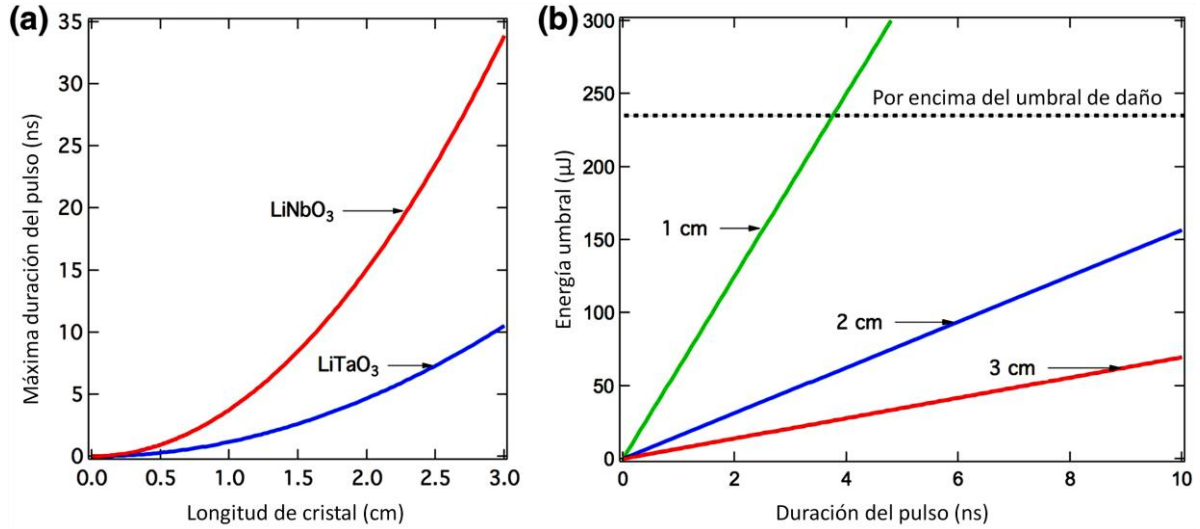


Figura 8. Limitantes impuestas por el umbral de daño. **a)** Máxima duración del pulso al cual es posible obtener oscilación sin espejos sin dañar al cristal vs la longitud del cristal; **b)** Energía umbral de bombeo vs la duración del pulso para tres longitudes diferentes de un cristal LiNbO_3 con $\lambda_{\text{pump}} = 1.064 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{idler}} = 4.5 \mu\text{m}$, $w = 50 \mu\text{m}$, $T = 25^\circ\text{C}$.

2.3 Conclusiones

Del análisis en estado estacionario concluimos que es posible fabricar un MOPO en un cristal PPLN de 2cm y periodo $\Lambda \sim 5.32 \mu\text{m}$ (cuasiempatamiento de fases de quinto orden, $m = 5$), bombeado con pulsos de duración máxima de ~ 15 ns. Para un cristal PPLT de 2 cm la duración máxima del pulso disminuye por un factor de 3, esto es, se pide una mayor longitud del cristal y/o una menor duración del pulso. En ambos materiales, una fuente de bombeo de ~ 700 ps con una energía por pulso de $\sim 100 \mu\text{J}$ es suficiente para observar el efecto de oscilación sin espejos de haces contrapropagantes sin provocar daño en los cristales.

Estas conclusiones se obtuvieron utilizando varias simplificaciones, siendo las principales el suponer un cristal perfecto y el haber hecho un análisis de estado estacionario. En el siguiente capítulo veremos las consecuencias de quitar estas simplificaciones.

Capítulo 3. Osciladores Ópticos Paramétricos sin espejos en PPLN y PPLT: Bombeo pulsado y otras consideraciones

3.1. Análisis Numérico

La duración máxima del pulso de bombeo necesaria para bombear un MOPO sin generar un daño al cristal es del orden de unos cuantos nanosegundos, como se analizó en el capítulo anterior. Estos resultados no están completos; dentro de la duración del pulso de bombeo el proceso de oscilación sin espejos va a requerir un tiempo antes de convertirse en un proceso medible; ese tiempo de espera modificará el valor de intensidad umbral obtenido en estado estacionario. Por lo tanto, para lograr resultados lo más cercanos a la realidad experimental, se hace necesario desarrollar un análisis numérico del sistema de ecuaciones acopladas (6) que dependan del tiempo y del espacio.

Para resolver numéricamente las ecuaciones diferenciales parciales dadas en el sistema de ecuaciones (6), éstas se discretizan en intervalos Δx y Δt mediante un procedimiento indicado en detalle en el Apéndice A. Las ecuaciones resultantes son las siguientes:

$$\begin{aligned} A_i(x - \Delta x, t + \Delta t) &= A_i(x + \Delta x, t - \Delta t) + i\gamma A_p(x, t) A_s^*(x, t) \Phi_g(x), \\ A_s(x + \Delta x, t + \Delta t) &= A_s(x - \Delta x, t - \Delta t) + i\gamma A_p(x, t) A_i^*(x, t) \Phi_g(x), \\ A_p(x + \Delta x, t + \Delta t) &= A_p(x - \Delta x, t - \Delta t) + i\gamma A_s(x, t) A_i(x, t) \Phi_g^*(x), \end{aligned} \quad (13)$$

donde la constante de acoplamiento es definida por $\gamma = i \frac{d_{33}}{c} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i \omega_p}{n_s n_i n_p}}$. $\Phi_g(x)$ es una función que depende de la estructura de dominios $g(x)$ y del desempatamiento de fases Δkx . Al igual que en el caso del análisis de estado estacionario, hemos utilizado $A_{p,i,s} = \sqrt{n_{p,i,s} / \omega_{p,i,s}} E_{p,i,s}$. La ecuación de la evolución temporal y espacial del *idler*, primera fila del sistema de ecuaciones (13), presenta un cambio de signo en la parte espacial por ser la onda contrapropagante.

El sistema de ecuaciones (13) es válido para cualquier estructura de dominios y para pulsos cortos (\sim ns), siempre y cuando la absorción, la difracción y el ensanchamiento del pulso puedan mantenerse despreciables para el fenómeno físico a estudiar. En estas ecuaciones los incrementos Δx y Δt están

relacionados por $\Delta x = v_g \Delta t$, donde v_g es la velocidad de grupo del pulso. Estrictamente, las velocidades de grupo del bombeo, la señal y el *idler* son diferentes. Para simplificar el desarrollo numérico de la solución de estas ecuaciones, hemos usado la aproximación de que $v_{gi} \approx v_{gp} \approx v_{gs}$. Nos podemos dar el lujo de hacer esta aproximación ya que los índices de refracción de grupo del niobato de litio son 2.272, 2.212 y 2.187 para *idler*, bombeo y señal, respectivamente, por lo que el desempatamiento de velocidades de grupo (GVM, por sus siglas en inglés) entre las ondas copropagantes bombeo y señal es de 8×10^{-2} ps/mm. Con esta dispersión de velocidad de grupo, para pulsos de duración de ~ 1 ns y una longitud de cristal de ~ 3 cm el *walk-off* temporal entre el bombeo y la señal es insignificante, esto es, se asegura un buen traslape espacial entre el bombeo y la señal a través de todo el cristal.

A continuación se presentan resultados de la parte teórica-numérica de esta tesis.

Reportaremos el efecto de tener fluctuaciones del *duty-cycle* debido a imperfecciones en la fabricación de cristales. Estudiaremos el efecto del tiempo en la evolución de las ondas señal y *idler* al ir creciendo desde ruido cuántico hasta un valor detectable de oscilación (*build-up*); definiremos cuantitativamente lo que será para nosotros un valor "detectable". El análisis tomará en cuenta procesos no lineales que competirán con la oscilación óptica paramétrica sin espejos tales como emisión estimulada Raman (SRS) y generación de segundo armónico (SHG). En todo el análisis se supondrá una longitud de cristal de niobato de litio periódicamente polarizado de 2 cm y cuasiempatamiento de fases de quinto orden ($\Lambda \sim 5.32 \mu\text{m}$). La longitud de onda de la fuente de bombeo se fijará a $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$ y su respectivo *idler* a $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$. Aunque la absorción a la longitud de onda del *idler* es $\sim 0.28 \text{ cm}^{-1}$, no es despreciable, por lo que también se analizará cómo afecta a la oscilación sin espejos. Finalmente, se presentarán algunas propiedades espectrales únicas en este tipo de osciladores y concluiremos con el análisis del caso de cuasiempatamiento de fases de tercer orden ($\Lambda \sim 3.2 \mu\text{m}$).

A nivel experimental esta tesis está limitada por los avances que se han hecho hasta hoy en la física y tecnología de inversión de dominios en niobato y tantalato de litio; es por ello que nuestra aportación teórica-numérica para analizar la factibilidad del fenómeno de oscilación sin espejos se concentrará en cuasiempatamiento de fases de quinto orden. Los cristales para este orden son accesibles y nos permitirán desarrollar experimentos que puedan verificar nuestro análisis teórico-numérico.

3.1.1 No linealidad efectiva vs fluctuaciones del *duty-cycle* en cristales micro-estructurados.

La oscilación sin espejos se obtiene si se cumplen los principios de conservación de momento y energía descritos en los capítulos anteriores. Sin embargo, como no existen cristales perfectos, las interacciones no lineales cumplen sólo nominalmente con la condición de cuasiempatamiento de fases debido a errores en la fabricación en los cristales micro-estructurados. A continuación analizaremos los errores asociados con las fluctuaciones del *duty-cycle* y su efecto en la magnitud de la no linealidad efectiva, y por lo tanto en la intensidad umbral requerida para obtener MOPO.

En las técnicas de inversión de dominios, en particular, en la técnica de *electrical poling*, es importante cuidar los procesos de fabricación para controlar bien el ancho de los dominios y asegurar un *duty-cycle* uniforme a lo largo del volumen del cristal. Mientras que la definición del ancho del dominio depende de la técnica litográfica empleada para producir una rejilla de electrodos periódicos que va a definir, sobre la superficie del cristal, las regiones de dominios a invertir, también hay otros factores que influyen en la uniformidad del *duty-cycle*, principalmente, la dinámica de crecimiento de los dominios. El primer paso en el crecimiento de dominios es la nucleación de éstos, la cual se da en los bordes de los electrodos. El segundo paso es el crecimiento longitudinal (en la dirección de la polarización espontánea) de los dominios hacia el otro electrodo y por último el crecimiento lateral de los dominios (perpendicular a la dirección de la polarización espontánea). El crecimiento longitudinal es más rápido que el transversal, por lo que los dominios adquieren una forma de cuña, lo cual afecta la uniformidad del *duty-cycle* y por tanto la calidad óptica del cristal estructurado.

El estado del arte del *duty-cycle* en estructuras periódicas de PPLN congruente en bulto (profundidad de los dominios de 500 μm) fabricadas con la técnica de *electrical poling* (y sus variantes técnicas) es la siguiente: lograr periodos del orden de $\sim 10 - 30 \mu\text{m}$ con un *duty-cycle* de $\sim 50\%$ y longitud del cristal del orden de $\sim \text{cm}$ es bastante común; por ejemplo, cristales que tienen periodos de 10.22 μm con un *duty-cycle* de $\sim 58\%$ para longitudes de cristal de $\sim 7 \text{cm}$ han sido reportados (Pelc et al., 2011); en cristales de $\sim 5 \text{cm}$ de longitud se alcanzan periodos de 4 - 6.5 μm con *duty-cycle* de 15 y 30% (Miller et al., 1997; Batchko et al., 1999). En el trabajo de Busacca et al. (2014) se han obtenido cristales de longitudes $\sim 3 \text{mm}$ con periodos de 3.2 μm y *duty-cycles* entre 45 y 55%. Si la profundidad del dominio disminuye por debajo de $\sim 100 \mu\text{m}$ es posible reducir el periodo, aumentar la longitud de interacción y mantener la calidad óptica.

En el caso de PPLN con dopaje de óxido de magnesio (5% mol), se ha logrado un periodo de $\sim 7 \mu\text{m}$ con profundidad de $300 \mu\text{m}$ y *duty-cycle* de $\sim 50\%$ sobre una longitud de interacción en el cristal de 1 cm (Mizuuchi et al., 2004). Se han reportado periodos de 2 y $5 \mu\text{m}$ (sus respectivas profundidades son 70 y $210 \mu\text{m}$) en una longitud de cristal de $\sim 1.5 \text{ cm}$ (Chen et al., 2007); no se especifica el valor del *duty-cycle*. Cristales con periodos del orden de $\sim 5 \mu\text{m}$ está disponibles comercialmente; un fabricante (Covesion) reporta un *duty-cycle* de $\sim 70\%$ sobre una longitud de cristal del orden de $\sim \text{cm}$ y una profundidad de $500 \mu\text{m}$; éstos son posibles candidatos para obtener un oscilador sin espejos con cuasiempatamiento de quinto orden.

El parámetro más importante para lograr cuasiempatamiento de fases a las longitudes de onda deseadas es el periodo promedio a lo largo de la estructura de dominios; las variaciones locales del *duty cycle* afectarán la eficiencia de interacción no lineal de las ondas paramétricas. Estrictamente hablando, si el *duty-cycle* de los dominios es 50% , la susceptibilidad no lineal efectiva es máxima; sin embargo, si existen fluctuaciones aleatorias (desviación del *duty-cycle* del 50%) el valor de $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ decae. El análisis de la influencia de estas fluctuaciones en la eficiencia de conversión de varios procesos no lineales ha sido estudiado por varios grupos de investigación (Helmfrid y Arvidsson, 1991; Fejer et.al.,1992; Phillips et.al.,2013), los cuales se basan en el hecho de que $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \tilde{\chi}(m\Delta k)$ para un m-ésimo orden de cuasiempatamiento de fases, donde $\tilde{\chi}$ es la transformada de Fourier de $\chi^{(2)}(x)$.

Supongamos que los electrodos fueron fabricados de una manera perfecta, esto es, que todos los electrodos tienen exactamente el mismo ancho y que su periodo espacial está perfectamente definido, pero que los dominios creados no siguen fielmente a estos electrodos. Supongamos además que los centros de todos los dominios creados (dominios “negativos”, representados por flechas direccionadas hacia abajo \downarrow) coinciden con los centros de los electrodos pero que los anchos de los dominios fluctúan equitativamente a partir de ese centro. La posición del centro del i -ésimo dominio negativo estaría dado por exactamente $i\Lambda$, donde i es un número entero. El ancho del i -ésimo dominio negativo estará dado por $w_i = \eta\Lambda + 2\delta x_i$, donde δx_i es la fluctuación que suponemos sigue una distribución Gaussiana con desviación estándar σ , y η es el *duty-cycle* (la razón de los anchos de los dominios positivos \uparrow entre el periodo Λ) promediado sobre todo el cristal periódicamente polarizado. Las posiciones de las paredes y sus fluctuaciones alrededor de sus posiciones ideales se muestran en la Figura 9.

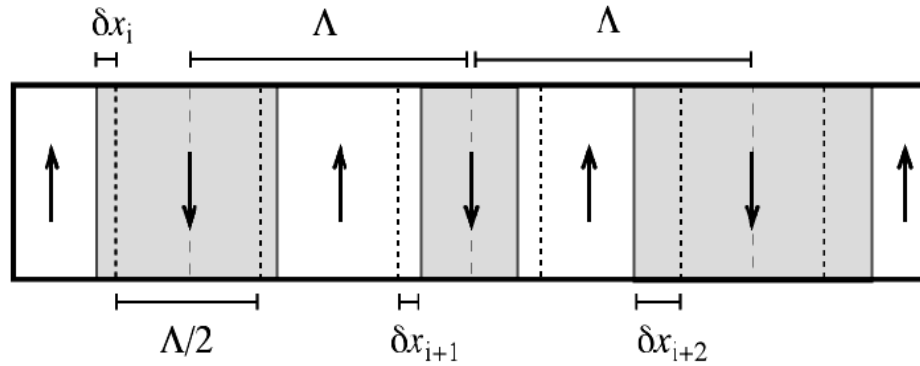


Figura 9. Estructura de dominios imperfecta. Las flechas representan la dirección de la polarización espontánea.

Para realizar este análisis, primero, una función $g(x)$ perfecta, tal como se muestra en la Figura 6, es creada para un valor específico de *duty-cycle* promedio η , utilizando un generador de funciones tipo distribución Gaussiana se introducen las respectivas fluctuaciones a la estructura de dominios. Obtenemos la transformada rápida de Fourier de la función $g(x)$ resultante y evaluamos la magnitud del pico del espectro que corresponde al quinto orden de cuasiempatamiento de fases.

La Figura 10 muestra los resultados obtenidos del efecto del *duty-cycle* promedio y de la desviación estándar de las paredes de dominios en la no linealidad efectiva. Por otro lado, siguiendo el tratamiento analítico de Fejer et al. (1992), se encuentra que la no linealidad efectiva está dada por:

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \frac{2}{\pi m} \chi^{(2)} \sin(\pi m \eta) \exp\left[-\left(\frac{m\pi\sigma}{\sqrt{2}\Lambda}\right)^2\right].$$

Nuestros resultados numéricos mostrados en la Figura 10

concuerdan bien con este tratamiento analítico.

De la gráfica vemos que para un $\eta = 0.5$ y una $\sigma = 400$ nm la no linealidad efectiva se reduce a la mitad de su valor máximo. Sin embargo, dado que la intensidad umbral escala con la no linealidad efectiva como $I_{\text{th}} \propto (1/\chi_{\text{eff}}^{(2)})^2$, para estos valores de η y σ , la intensidad escala por un factor de 4; para el mismo valor de η pero con $\sigma = 600$ nm la no linealidad decrece a una quinta parte de su valor máximo, por lo que la intensidad umbral se incrementa por un factor de ~ 25 .

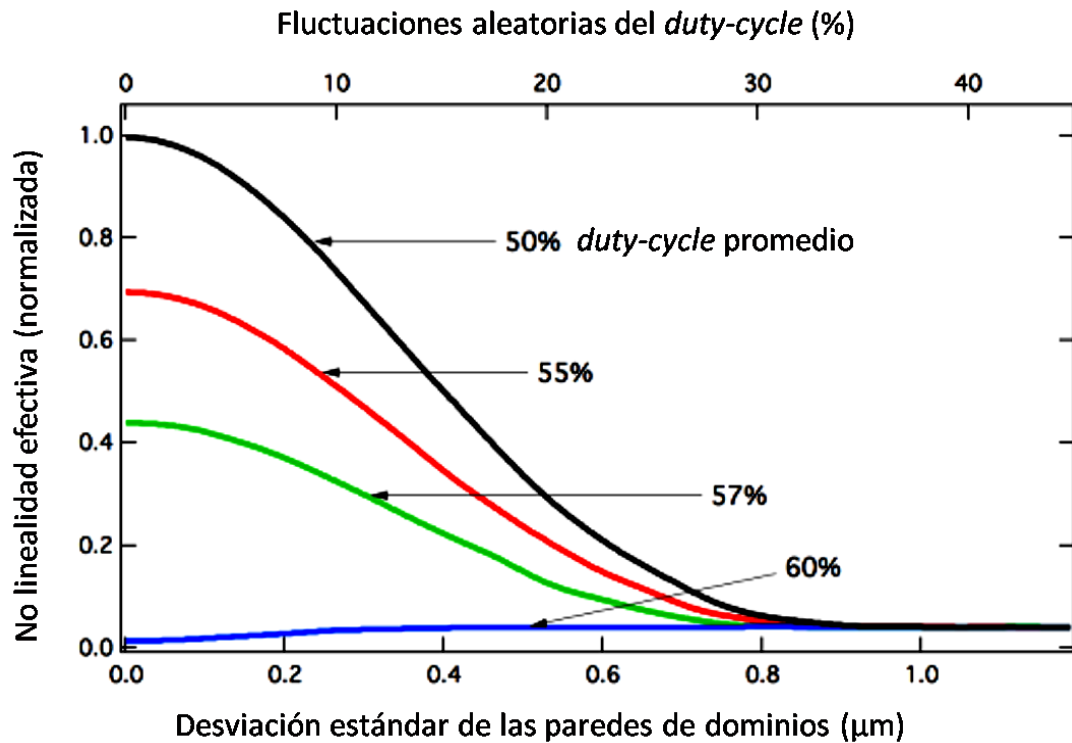


Figura 10. No linealidad efectiva para cuasiempatamiento de fases de quinto orden vs desviación estándar de las fluctuaciones de los anchos de los dominios. Las cuatro curvas corresponden a diferentes valores de *duty-cycle* promedio. Eje inferior: σ expresado en μm . Eje superior: σ expresado como un porcentaje de las fluctuaciones aleatorias del *duty-cycle*. Periodo promedio de la estructura de dominios: $\Lambda = 5.32\mu\text{m}$.

De lo anterior, vemos que es crítico reducir esas fluctuaciones lo más posible para poder observar MOPO. Además, vemos que el umbral de oscilación depende fuertemente del *duty-cycle* promedio para cuasiempatamiento de fases de quinto orden. La no linealidad efectiva alcanza su valor máximo con $\eta = 0.5$ y prácticamente se desvanece con $\eta = 0.6$. Aunque no se muestra en la gráfica, la no linealidad vuelve a crecer para η ligeramente mayores a 0.6 alcanzando otro pico con $\eta = 0.7$, luego decrece y vuelve a alcanzar otro pico con $\eta = 0.9$. Esto también puede verse en el tratamiento analítico mencionado arriba: el comportamiento cíclico es debido al factor $\sin(\pi m \eta)$ en la expresión dada arriba.

Un fenómeno conocido como daño fotorefractivo (Glass, 1978) aparece a altas intensidades ópticas y distorsiona la calidad espacial de un haz al inducir cambios en el índice de refracción de un material (luz modulando luz). Este efecto es más notorio si el material tiene una respuesta fotogalvánica alta, lo que es común en materiales ferroeléctricos, en particular niobato de litio. Cuando los materiales ferroeléctricos están dopados es posible aminorar la aparición del daño fotorefractivo. Por otro lado, la

dirección de la corriente fotogalvánica, que es la causante de este daño fotorefractivo, también depende de la dirección de la polarización espontánea, por lo que la presencia de dominios hace que se reduzca en promedio esta corriente fotogalvánica y por lo mismo el daño fotorefractivo. En el caso de PPLN este daño disminuye bastante para $\eta = 0.5$ (Taya et al., 1996). Para evitar daño fotorefractivo en PPLN, maximizar la no linealidad efectiva y por tanto reducir el umbral de oscilación requerido para obtener oscilación sin espejos, para el resto de la tesis vamos a desarrollar nuestros análisis numéricos suponiendo un *duty-cycle* promedio de $\eta = 0.5$.

3.1.2 *Build-up* (crecimiento)

Para poder analizar un oscilador sin espejos pulsado, debemos tomar en cuenta el tiempo que tarda en manifestarse el fenómeno de oscilación, desde su origen con ruido cuántico hasta que alcanza un valor de intensidad "detectable"; aunque la intensidad de bombeo alcanzara el umbral dado en la ecuación (10), la señal y el *idler* no serían detectables, ya que sus intensidades deben crecer órdenes de magnitud. Es necesario que durante la duración del pulso de bombeo las intensidades de la señal y el *idler* crezcan a un nivel detectable. Mientras más corto es el pulso de bombeo más importante es el *build-up*.

En el análisis del *build-up*, el sistema de ecuaciones (13) va a considerar pulsos de bombeo con un perfil temporal Gaussiano con duración τ (FWHM en intensidad). Los pulsos de bombeo no presentarán absorción, difracción ni dispersión. Las velocidades de grupo de las ondas señal y *idler*, como se mencionó anteriormente, se supondrán iguales a la velocidad de grupo del bombeo, de tal modo que no se presentará *walk-off* temporal a lo largo del cristal. Por ahora supondremos que la estructura de dominios es perfecta ($\eta = 0.5$, $\sigma = 0$). La amplitud de bombeo $A_p(0, t)$ en el plano de entrada del cristal se elegirá de tal modo que al realizar una integración sobre la intensidad con respecto al tiempo y multiplicando por el área del haz se obtiene la energía por pulso entrante. También supondremos que el cristal tiene películas anti-reflejantes en sus caras de entrada y salida para evitar considerar en el análisis el efecto de reflexiones de retorno.

Por razones de estabilidad numérica, el ruido cuántico para las ondas paramétricas estará contenido sólo en el *idler*; sólo modos longitudinales serán tomados en cuenta debido a que el ancho w del volumen donde se llevan a cabo los procesos no lineales es mucho menor que la longitud L del cristal periódicamente polarizado. Esta es una aproximación sencilla ya que estamos suponiendo que sólo

modos colineales están contribuyendo. La amplitud del ruido cuántico inicial por tanto estará representado como la suma de N número de modos alrededor de la frecuencia angular ω_i y cada modo tendrá una amplitud correspondiente a un fotón por modo:

$$A_i(L,t) = \sqrt{\frac{\hbar}{\epsilon_0 L \pi w^2}} \sum_{q=0}^{N-1} \exp(iq\Delta\omega_c t + \phi_q), \quad (14)$$

donde $\Delta\omega_c = 2\pi c/Ln$ y ϕ_q son fases aleatorias

En la Figura 11 se muestran los resultados numéricos correspondientes al análisis de *build-up*. Se grafica la energía de salida del *idler* vs la energía de entrada de bombeo. Se ha supuesto un cristal de 2 cm de longitud, pulsos de bombeo de 700 ps y un radio del haz de bombeo $w = 50 \mu\text{m}$ que se mantiene constante en la propagación a lo largo del cristal. La longitud de Rayleigh es de unos 16mm por lo que el haz de bombeo puede considerarse colimado sobre una longitud de 32 mm, mayor a la longitud del cristal.

Definimos arbitrariamente para todo el análisis numérico subsecuente que el *idler* y la señal han alcanzado niveles detectables cuando el 1% de la energía del pulso de entrada de bombeo es convertida en *idler* y señal. Basándonos en esa definición interpretaremos los resultados de la Figura 11: la oscilación inicia con un valor de energía del pulso de bombeo menor a 20 μJ , y decimos "inicia" en el sentido de que la ganancia es tal que la señal y el *idler* aumentan en intensidad mientras dura el pulso de bombeo; sin embargo, es hasta que se superan los 60 μJ que la oscilación alcanza un punto en el que el agotamiento del bombeo se vuelve detectable (agotamiento del 1%) durante la duración del pulso de bombeo.

En la Figura 11 se grafican tres curvas, cada una de ellas con distintos valores iniciales de ruido cuántico, correspondientes al batimiento de 1, 10 y 100 modos. Las tres curvas tienen diferentes valores de energía de salida para energías bajas de bombeo, menos de $\sim 10 \mu\text{J}$; esto es porque básicamente no hay ganancia y lo que emerge del cristal es el ruido original del batimiento de modos. Sin embargo, por encima de $\sim 10 \mu\text{J}$ la ganancia provista por el bombeo es suficientemente alta para incrementar la intensidad del ruido cuántico. Las tres curvas convergen con una energía de bombeo de $\sim 30 \mu\text{J}$ y para un bombeo con energía por encima de este valor las curvas son prácticamente indistinguibles. El hecho de que el número de modos pareciera no importar se puede explicar haciendo el cálculo del ancho de banda de aceptación de los procesos no lineales.

Supongamos un bombeo infinitamente angosto (espectralmente) y definamos $\delta k \equiv k_p - k_s + k_i \pm k_g$ donde $k_g = 2\pi m / \Lambda$. Sea $\delta\omega$ una desviación en frecuencia angular respecto a las frecuencias angulares señal y *idler*, ω_s^0 y ω_i^0 , generadas por cuasiempatamiento de fases perfecto ($\delta k = 0$). Si la frecuencia angular del *idler* se desvía $\delta\omega$ de su valor ideal, entonces $\omega_i = \omega_i^0 + \delta\omega$ y por conservación de energía la señal debe sufrir un corrimiento en frecuencia $\omega_s = \omega_s^0 - \delta\omega$.

Haciendo una expansión de Taylor con respecto a δk obtenemos $\delta k \approx \frac{\delta\omega}{c} (n_s + n_i - \lambda_s \frac{\partial}{\partial \lambda} n|_{\lambda_s} - \lambda_i \frac{\partial}{\partial \lambda} n|_{\lambda_i}) \approx 4.5 \frac{\delta\omega}{c}$. Si $\delta k L = \pi$, el ancho de banda de aceptación del cristal estará dado por $\delta\omega \approx \pi c / 4.5 L$ y es mucho menor al ancho de banda entre modos longitudinales, razón por la cual un proceso paramétrico de ondas contrapropagantes es altamente selectivo. Esto significa que, bajo este modelo unidimensional, solamente las fluctuaciones cuánticas de un solo modo son las que inducen la oscilación, lo que coincide con nuestros resultados numéricos.

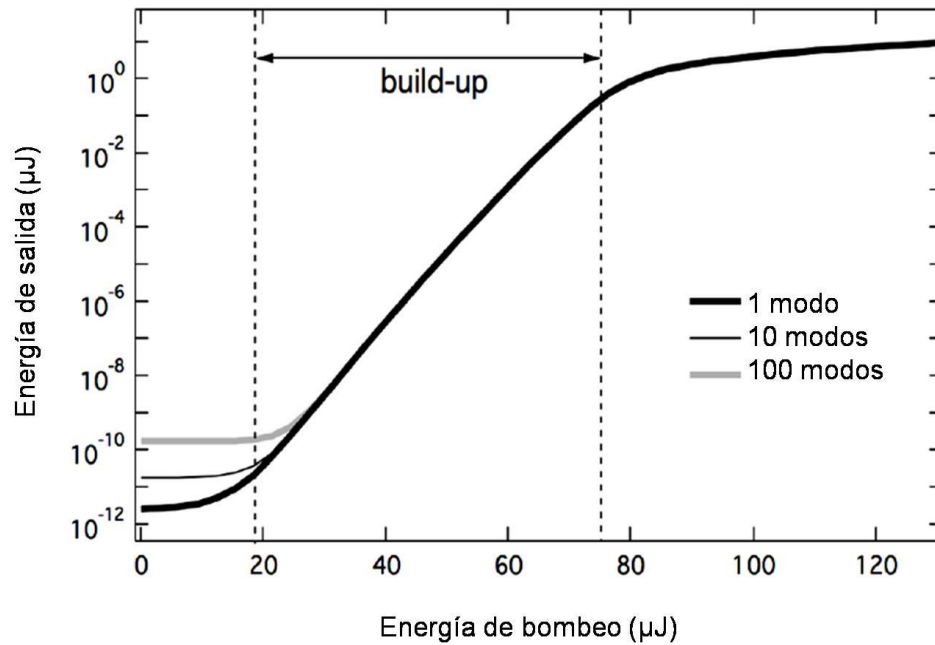


Figura 11. Energía de salida del *idler* vs energía de entrada de bombeo para un MOPO bombeado con un pulso Gaussiano: $\tau = 700$ ps (FWHM); PPLN con una estructura de dominios perfecta, $L = 2$ cm, $w = 50$ μm , $\lambda_p = 1.064$ μm , $\lambda_i = 4.5$ μm .

Hemos dicho que mientras más corto es el pulso de bombeo más importante es el *build-up*. La Figura 12 nos muestra resultados de la variación de la energía de bombeo umbral vs la duración del

pulso de bombeo para dos diferentes longitudes de cristal de niobato de litio, obtenidos resolviendo numéricamente el sistema de ecuaciones (13).

Los resultados muestran que en ambas longitudes de cristal PPLN, 2 y 3 cm, se requiere una mayor energía de bombeo para pulsos del orden de unas centenas de picosegundos que para pulsos del orden de 1 nanosegundo; esto se debe a que pulsos cortos necesitan más ganancia para obtener una oscilación detectable en tan poco tiempo. Por otro lado, para pulsos largos, existe tiempo suficiente para que el sistema alcance la condición de estado estacionario, así que es de esperarse que para pulsos de larga duración se requiera más energía por pulso para mantener la misma intensidad. Concluimos que debe haber un valor óptimo de duración del pulso para una longitud dada de cristal que minimice la energía requerida del bombeo.

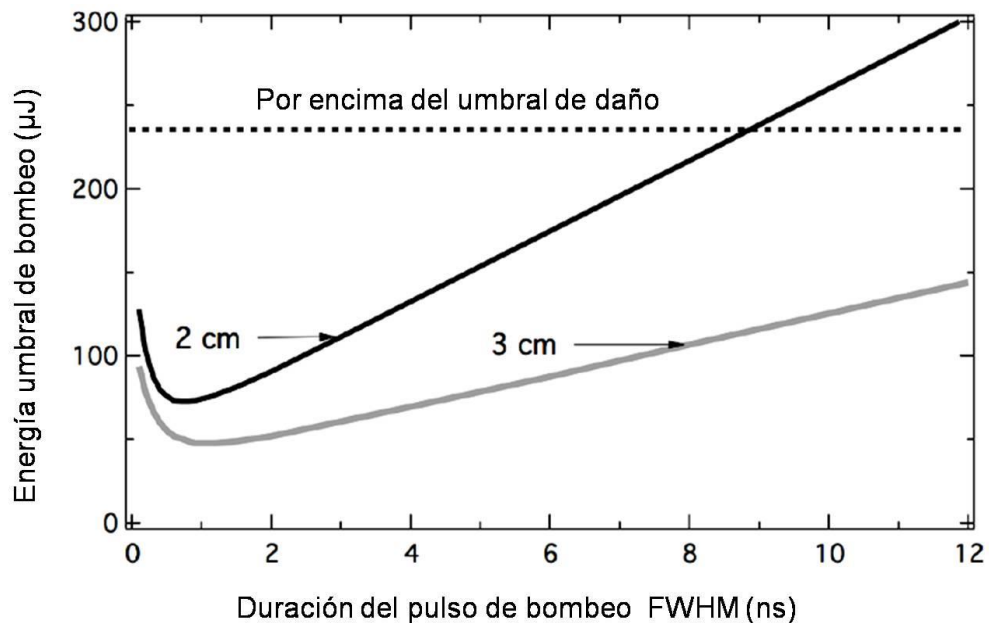


Figura 12. Energía de bombeo requerida para obtener oscilación detectable vs. duración del pulso de bombeo para dos diferentes longitudes de cristal. PPLN, $w = 50 \mu\text{m}$, $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$, $\lambda_l = 4.5 \mu\text{m}$.

De acuerdo a la gráfica, la duración óptima del pulso de bombeo para LiNbO_3 se encuentra entre 500 ps y 1.5 ns; para LiTaO_3 (no se muestra en la gráfica) los resultados de la duración óptima del pulso son similares a los de niobato de litio pero su energía umbral alcanza $\sim 200 \mu\text{J}$ por pulso para un cristal de 2.5 cm, un valor muy cercano al umbral de daño. Por esta razón no seguiremos considerando al tantalato

de litio como un candidato viable para observar oscilación sin espejos en quinto orden de cuasiempatamiento de fases.

3.1.3 Absorción en el *idler*

La importancia de los efectos de la absorción en el *idler* fue ampliamente estudiada en onda continua (Lowenthal, 1998) y en osciladores óptico paramétricos pulsados (Lefort et al., 1998; Watson et al., 2002; Rustad et al., 2011). Rustad et al (2011) reporta estudios que indican que con una significativa absorción en el *idler*, un OPO pulsado podría desempeñarse mejor que un OPO pulsado con casi nula absorción en el *idler*, en términos de eficiencia de conversión de la señal y calidad del haz, debido a la reducción del fenómeno conocido como conversión hacia atrás (*backconversion*, en inglés). Sin embargo, los efectos de absorción en el *idler* no son benéficos para el *idler* copropagante proveniente de un OPO pulsado ni para el *idler* contrapropagante proveniente de un MOPO pulsado.

Estudios comparativos, únicamente en estado estacionario, del efecto de la absorción en el *idler* en un OPO y un MOPO hechos por Su et al (2006), demuestran que si bien la absorción incrementa el valor requerido de intensidad umbral de oscilación I_{th} el efecto es menor para el caso de un MOPO. En el caso de niobato de litio (LiNbO_3) la absorción en el espectro del infrarrojo medio es poca mas no es insignificante; para un *idler* con $\lambda_i = 4.5\mu\text{m}$ la absorción es aproximadamente $\alpha = 0.28 \text{ cm}^{-1}$ en niobato de litio (Leidinger et al., 2015).

La Figura 13 nos muestra los efectos de incluir condiciones realistas en la eficiencia de un oscilador sin espejos, tales como: *build-up*, imperfecciones en la estructura de dominios y absorción en el *idler*, suponiendo un cristal LiNbO_3 de 2 cm de longitud con un haz de bombeo enfocado a un radio de $50\mu\text{m}$. Generamos la estructura de dominios $g(x)$ calculando las fluctuaciones δx_i del i -ésimo ancho de dominio con una función que arroja valores aleatorios contenidos en una distribución Gaussiana. Para poder hacer comparativos con los anteriores resultados, elegimos de nuevo una duración del pulso de bombeo de 700 ps, para poder hacer comparativos con los anteriores resultados, además de que es una fuente láser accesible en el mercado y que se encuentra dentro del rango de valores de duración óptimos para la longitud de cristal seleccionada.

Para un cristal perfecto, vemos que se alcanza el umbral de oscilación detectable con sólo $\sim 70 \mu\text{J}$ de bombeo; sin embargo, si las posiciones de las paredes de dominio fluctúan con una desviación estándar σ de tan sólo 300 nm, lo cual corresponde a fluctuaciones aleatorias del *duty-cycle* de $\sim \pm 11\%$, el umbral se incrementa a $\sim 140 \mu\text{J}$ sin absorción y a $\sim 160 \mu\text{J}$ con absorción. Para $\sigma = 400 \text{ nm}$ (fluctuaciones aleatorias del *duty-cycle* de $\sim \pm 15\%$) y sin absorción el umbral se incrementa a $\sim 230 \mu\text{J}$, y con absorción a $\sim 270 \mu\text{J}$, valor que se encuentra por encima del umbral de daño del cristal.

Aunque es notorio el efecto de la absorción en el *idler*, éste cambia ligeramente ($\sim 11\%$) el valor umbral de oscilación detectable. Sin embargo, el valor de σ debe mantenerse por debajo de 300 nm para poder obtener oscilación detectable sin generar daño en el cristal. Concluimos que es más importante la calidad de la estructura de dominios.

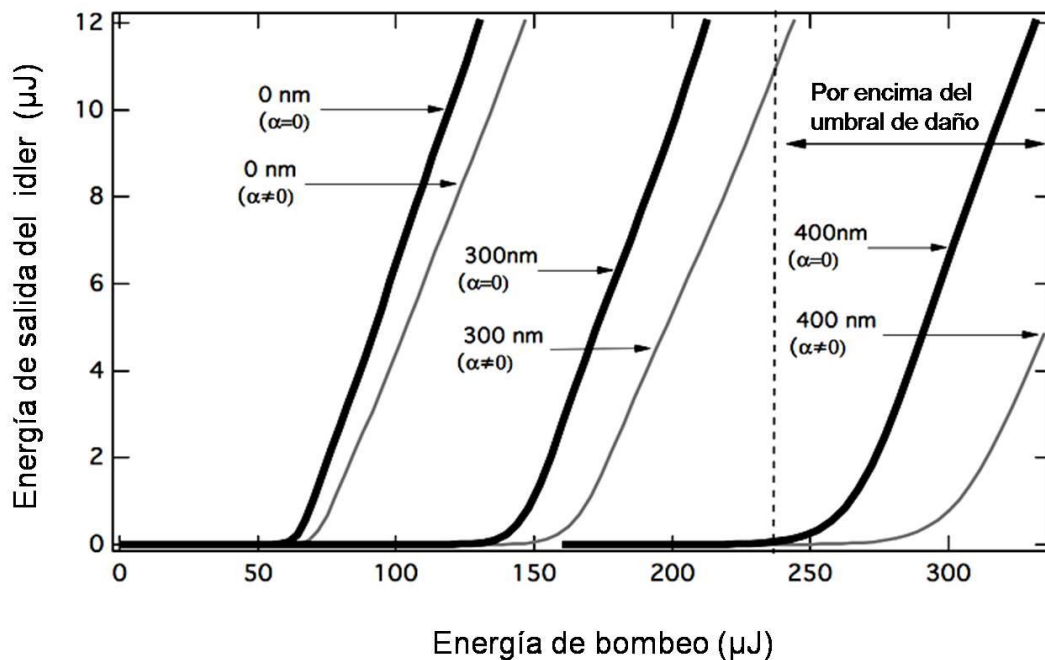


Figura 13. Energía de salida del *idler* vs energía de entrada del bombeo utilizando estructuras de dominios imperfectas. Los números asociados a flechas señalando cada curva son valores de desviación estándar σ de las posiciones originales de las paredes de dominios. Las curvas grises y negras fueron calculadas con y sin absorción en el *idler*, respectivamente. PPLN, $\tau = 700 \text{ ps}$, $w = 50 \mu\text{m}$, $L = 2 \text{ cm}$, $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$, $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.28 \text{ cm}^{-1}$.

3.2. Competencia con otros procesos no lineales

Desde el punto de vista experimental, hasta ahora los mayores retos para lograr desarrollar un oscilador óptico paramétrico sin espejos son: tener una fuente láser pulsada de Nd:YAG ó Nd:YLF con una duración óptima del pulso ~ 500 ps - 1.5 ns y con una energía por pulso adecuada para alcanzar un umbral de oscilación detectable sin dañar al cristal ($E_{\max} \approx 230$ μ J y un radio de bombeo $w = 50$ μ m), y un cristal PPLN estructurado para quinto orden de cuasiempatamiento con alta calidad óptica (homogeneidad de dominios sobre una longitud de cristal de 2 cm con $\sigma \leq 300$ nm). Sin embargo, aún hay otros efectos que deben tomarse en cuenta antes de llevar a cabo experimentos. Para hacer esta tesis más completa y realista, consideraremos otros procesos no lineales que pudieran afectar y/o restringir la observación del fenómeno de oscilación sin espejos.

3.2.1. Agotamiento del bombeo por generación del segundo armónico y por esparcimiento

Raman estimulado

A las intensidades requeridas para observar oscilación sin espejos otros procesos no lineales podrían aparecer y agotar el bombeo. Entre los procesos de segundo orden sólo la generación de segundo armónico hacia adelante (FSHG, por sus siglas en inglés) sería importante. Para niobato de litio la condición de cuasiempatamiento de fases de primer orden para FSHG requiere un periodo $\Lambda_{\text{SHG}} = 6.78$ μ m, que es un valor cercano al periodo requerido para oscilación sin espejos con un *idler* de $\lambda_i = 4.5$ μ m y quinto orden de cuasiempatamiento de fases ($\Lambda_{\text{MOP0}} = 5.32$ μ m). Si hacemos el cálculo respectivo de la intensidad para FSHG, la diferencia del periodo Λ_{MOP0} vs el periodo real requerido Λ_{SHG} es suficientemente alejada como para reducir la eficiencia de conversión de FSHG al menos 7 órdenes de magnitud. Por lo tanto, el agotamiento del bombeo debido a FSHG no será importante, al menos para un cristal que no presenta fluctuaciones. En el caso de presentarse fluctuaciones, es de esperarse que la eficiencia de FSHG aumente; aún así, para que el agotamiento del bombeo fuera significativo las fluctuaciones deberían ser excesivas (cristal muy mal hecho) que de todas maneras harían imposible la oscilación sin espejos.

Entre los procesos de tercer orden, $\chi^{(3)}$, aquél que tiene mayor probabilidad de existir y de agotar el bombeo sería el esparcimiento Raman estimulado (SRS). El LiNbO₃ presenta diferentes líneas Raman

dependiendo de la dirección de propagación del haz de bombeo y las polarizaciones de los haces. Para distinguir las diferentes líneas Raman utilizaremos la notación Porto, dada por $\mathbf{k}_0(\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_s)\mathbf{k}_s$, donde $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_s$ representan las direcciones de propagación de los fotones de entrantes y esparcidos y $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_s$ son sus respectivas polarizaciones. La notación Porto sigue el sistema de coordenadas ortogonales (x, y, z) que suele usarse para expresar las propiedades físicas del tensor en el LiNbO₃. Por lo tanto, el eje principal "z" será paralelo al eje "c" del cristal, "x" corresponderá a uno de los ejes equivalentes de la estructura hexagonal (base unitaria del niobato de litio) y es por tanto perpendicular a uno de sus tres planos de simetría especular, y "y" se elije tal que el sistema siga la regla de la mano derecha (Schaufele y Weber, 1966).

Dependiendo de la configuración empleada, varios modos longitudinales, A_1 , y transversales, E , serán observados en el LiNbO₃. El tensor Raman A_1 describe el proceso de esparcimiento en el cual las polarizaciones de los fotones entrantes y los fotones esparcidos son paralelos al vector de onda de los fonones, mientras que el tensor E describe el caso en el cual las polarizaciones de los fotones entrantes y esparcidos son perpendiculares.

En esta tesis trabajamos con la configuración X(ZZ)X, lo que significa que los fotones de bombeo entrantes y los fotones esparcidos están polarizados a lo largo del eje "z" y se propagan a lo largo del eje "x". Esto significa que sólo modos longitudinales A_1 estarán presentes.

Sea ω_p la frecuencia angular del fotón de bombeo entrante y ω_m la frecuencia angular del fonón generado en el esparcimiento, por lo tanto el fotón esparcido, ω_{SRS} , tendrá una frecuencia angular $\omega_{SRS} = \omega_p - \omega_m$ (desplazamiento Stokes).

Modelamos el agotamiento del bombeo producido por SRS, suponiendo que sólo los desplazamientos Stokes ($\omega_p - \omega_m$) están presentes; no consideramos desplazamientos anti-Stokes ($\omega_p + \omega_m$) dado que se requiere que las ondas bombeo, Stokes y anti-Stokes se propaguen en direcciones ligeramente distintas (no colineales) y que además cumplan con su respectiva condición de empatamiento de fases; nuestro radio del haz de bombeo es de sólo 50 μm y la longitud de interacción es de 2 cm, por lo que el *walk-off* espacial limitaría muchísimo el empatamiento de fases para este proceso. Las líneas Stokes más fuertes, para nuestra configuración y el material empleado, LiNbO₃, se ubican en 252 - 255 cm^{-1} y 633 cm^{-1} (Sanna et al., 2015).

Antes de que se presente el agotamiento del bombeo, la intensidad $I_{SRS}(x)$ de la onda Stokes crece exponencialmente como:

$$I_{SRS}(x) = I_{SRS}(0) \exp(\sigma_{SRS} I_p x), \quad (15)$$

donde σ_{SRS} es el coeficiente de ganancia Raman e I_p es la intensidad de la onda de bombeo. No ha sido fácil hallar en la literatura un valor fidedigno de σ_{SRS} debido a las discrepancias entre los valores reportados. En esta tesis hemos utilizado el valor $\sigma_{SRS} = 6.7 \text{ cm/GW}$; este valor ha sido derivado de los datos experimentales reportados por Okishev y Zuegel (2006) quienes observaron oscilación de Raman estimulado en MgO:PPLN. El valor experimental además coincide con el valor reportado posteriormente por Bache y Schiek (2012). La derivación de σ_{SRS} y cómo ha sido incluido el proceso no lineal de Raman estimulado en el sistema de ecuaciones numéricas (13) se desglosa en el Apéndice B.

La Figura 14 muestra los resultados de la simulación numérica tomando en consideración tanto absorción en el *idler* como esparcimiento Raman estimulado. Hemos cambiado, sólo en esta sección, el valor del pulso de bombeo de 700 ps a 400 ps, dado que el pulso de bombeo es muy corto y por tanto muy intenso nos permite mostrar los efectos de Raman estimulado y el correspondiente agotamiento de bombeo.

En la Figura 14a), se muestra la dependencia temporal de las intensidades del bombeo, señal y Raman con un pulso de bombeo con duración de 400 ps (FWHM) y energía de 75 μJ ; la estructura de dominios se supone perfecta (cero fluctuaciones, *duty-cycle* promedio del 50%). La intensidad a la cual SRS se vuelve importante (agota el bombeo en más del 1%) es $\sim 2.2 \text{ GW/cm}^2$ para un cristal de 2 cm de longitud. La Figura 14b) muestra la energía umbral de bombeo como una función de la duración del pulso de bombeo tomando en cuenta fluctuaciones en los anchos de los dominios. Para una desviación estándar $\sigma = 300 \text{ nm}$, es posible observar oscilación sin espejos sin que SRS agote el bombeo siempre y cuando la duración del pulso de bombeo sea mayor a $\sim 1 \text{ ns}$. Con $\sigma = 400 \text{ nm}$ el fenómeno de oscilación sin espejos ya no es factible.

Estos resultados dependen de los valores elegidos para σ_{SRS} y de las condiciones iniciales de la amplitud de la onda Stokes, las cuales son difíciles de estimar. Por simplicidad, hemos utilizado un valor de energía inicial para las fluctuaciones cuánticas de medio fotón. Esto tal vez sea algo irreal; sin

embargo, hallamos que las condiciones iniciales no cambian las conclusiones (desde el punto de vista clásico) de agotamiento de bombeo por Raman a pesar de aumentar siete órdenes de magnitud la energía inicial. Un cambio en los valores de σ_{SRS} sí cambia las conclusiones significativamente.

Simulamos el efecto de utilizar un valor de σ_{SRS} del doble del valor utilizado en esta tesis, y lo que observamos fue que SRS se vuelve importante para pulsos del orden de 800 ps y menores, suponiendo un cristal con una estructura perfecta de dominios.

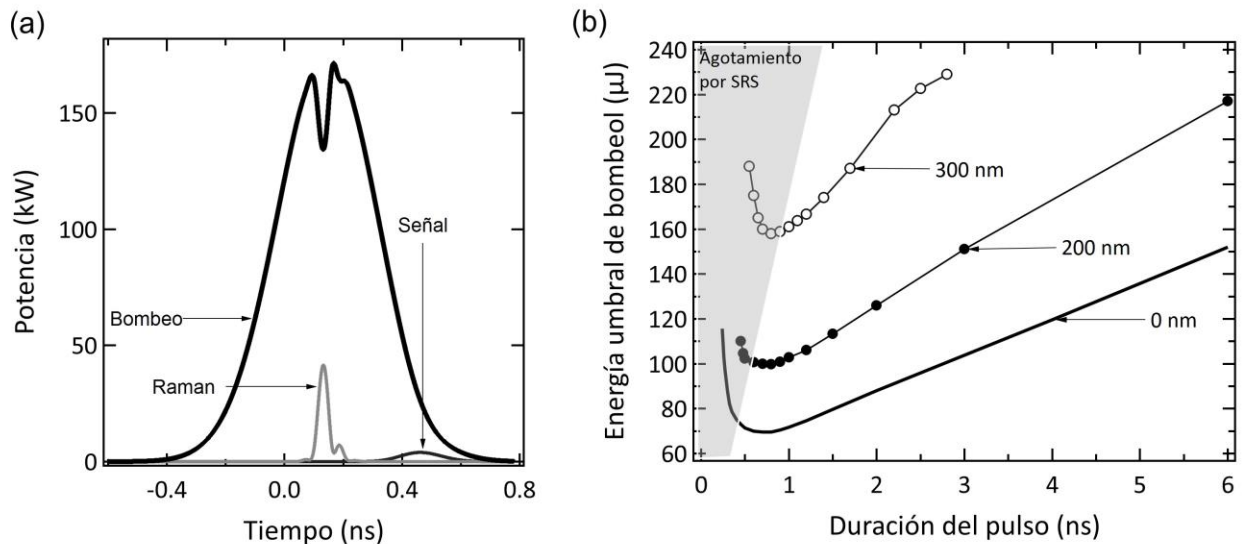


Figura 14. Efecto del esparcimiento Raman estimulado en PPLN. **a)** Pulsos de salida: bombeo, señal y Raman. $\tau = 400$ ps, $E_{\text{bombeo}} = 75$ μJ ; **b)** Energía umbral de bombeo al 1% detectable vs duración del pulso de bombeo para tres distintos valores de σ . La zona sombreada corresponde a intensidades de bombeo en donde SRS agota al bombeo significativamente. $w = 50$ μm , $L = 2$ cm, $\lambda_p = 1.064$ μm , $\lambda_i = 4.5$ μm , $\alpha = 0.28$ cm^{-1} , $\sigma_{SRS} = 6.7$ cm / GW .

3.3. Propiedades espectrales

La oscilación óptica paramétrica sin espejos sólo es posible para el caso de ondas paramétricas contrapropagantes, señal y/o *idler*. Estas interacciones no lineales contrapropagantes ofrecen propiedades espectrales únicas que no son posibles con un oscilador óptico paramétrico con espejos, OPO. Una de esas ventajas es que ofrecen un ancho espectral angosto del *idler*, independiente del ancho de banda del bombeo.

Sea ω_i^0 la frecuencia angular del *idler* para la cual está diseñado el cristal y sea $\delta\omega$ una desviación alrededor de esa frecuencia. Se puede demostrar que el ancho de banda de aceptación de los procesos no lineales, $\delta\omega$, puede expresarse en términos de velocidades de grupo como $\delta\omega = \delta k(\omega_i^0 + \delta\omega) / [1/v_{gs} \pm 1/v_{gi}]$. Este análisis es equivalente al mostrado en la sección 3.1.2, excepto que está dada explícitamente en términos de velocidades de grupo. Lo importante aquí es notar el efecto producido por el signo positivo en el caso de un MOPO y por el signo negativo en el caso de un OPO: en un MOPO el ancho de banda es más angosto que en un OPO y su ancho de banda decrece aún más cuando las velocidades de grupo de la señal y el *idler* se igualan. Una consecuencia extraordinaria de esto se muestra en la Figura 15 en donde se dibuja la interacción espacial dentro de un medio no lineal de las ondas bombeo, señal e *idler* cuando entran en oscilación. La señal, copropagante al bombeo, sigue las fluctuaciones que pudiera tener el bombeo mientras que la intensidad del *idler* contrapropagante no presenta esas fluctuaciones y de presentarlas éstas se muestran muy suavizadas. Existe literatura reportada que con analogías termodinámicas explican de un modo riguroso las propiedades de coherencia de un MOPO (Picozzi y Hælterman, 2001; Picozzi et al., 2002). Nosotros daremos una interpretación heurística basada en nuestros resultados numéricos.

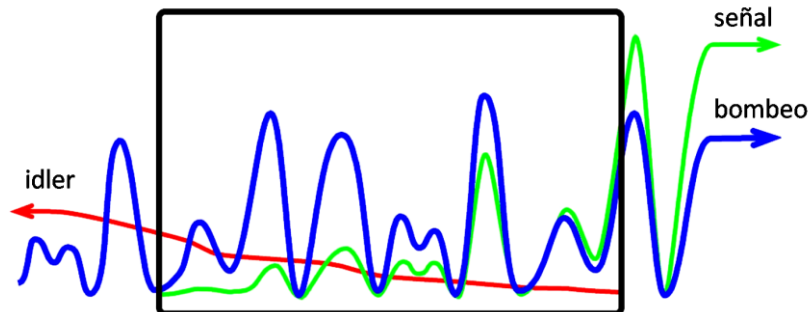


Figura 15. Interacción espacial de tres ondas contrapropagantes entre sí en un medio no lineal cuando éstas han entrado en el régimen de oscilación sin espejos. La señal y el bombeo son las ondas copropagantes mientras el *idler* es la onda contrapropagante. El esquema muestra cómo la señal y el bombeo amarran sus fases mientras se propagan a lo largo del medio no lineal mientras que el *idler* mantiene un valor de fase constante.

La mayoría de las simulaciones numéricas presentadas hasta ahora han sido suponiendo una duración del pulso de bombeo de $\tau = 700\text{ps}$ proveniente de una láser de microchip, el cual emite en un sólo modo longitudinal, dado que la longitud de su cavidad es del orden de mm su ancho de banda de ganancia es mucho menor al ancho de banda intermodal y sus pulsos están limitados por transformada. Analizaremos ahora qué ocurre si este único modo se ensancha. Para hacer la simulación numérica

supondremos que el pulso contiene varias frecuencias, con fases aleatorias, uniformemente distribuidas sobre un ancho de banda $\Delta\nu$ el cual es mucho menor al ancho de banda de ganancia del medio.

Un ejemplo de estas simulaciones se muestra en la Figura 16. En esta simulación supusimos un pulso de 700 ps que contiene 20 líneas con fases aleatorias y frecuencias uniformemente distribuidas sobre un ancho de banda de 0.1nm (la separación entre líneas es de ~ 1.3 GHz); la absorción en el *idler* se tomó en consideración y SRS se descartó. Observamos que prácticamente obtenemos el mismo valor de energía umbral de bombeo que para el caso de un pulso limitado por transformada. Para este caso en particular, la energía umbral detectable se incrementa en $3 \mu\text{J}$ (una diferencia de menos del 5%). Sin embargo, si observamos la parte temporal, las variaciones de los pulsos *idler* y señal son muy distintas.

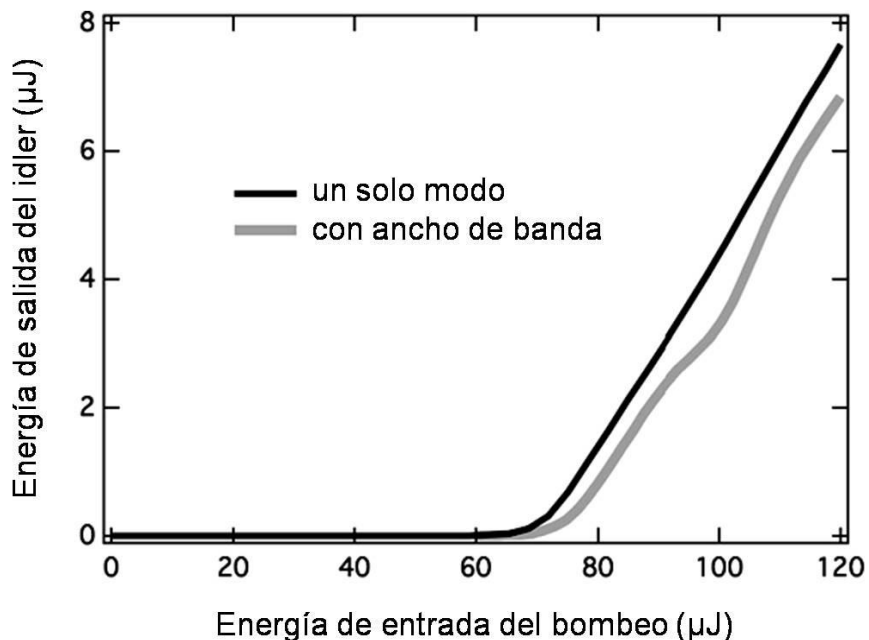


Figura 16. Efecto del ancho de banda en el bombeo en un oscilador sin espejos. PPLN, $\tau = 700$ ps, $w = 50 \mu\text{m}$, $L = 2$ cm, $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$, $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.28 \text{ cm}^{-1}$.

La Figura 17 muestra la intensidad de salida del bombeo, señal y *idler* como una función del tiempo. La Figura 17a) muestra los pulsos en su escala normal y la Figura 17b) muestra los mismos pulsos en detalle; se hace un zoom sobre la última mitad de los pulsos. La señal sigue fielmente las fluctuaciones del bombeo, mientras que el *idler* no: su variación temporal se ve suavizada a la salida del cristal. Esto sucede porque, dentro de las aproximaciones utilizadas para este análisis, el bombeo y la señal viajan a la misma velocidad de grupo en la misma dirección, por lo que, un cambio en el bombeo

va a generar un cambio local en la señal y por ende estos cambios van a propagarse juntos; amarran sus fases (Montes et al., 2011; Strömqvist et al., 2012). Por otro lado, el *idler* viaja en dirección opuesta, esto implica que los cambios en el *idler* serán, aproximadamente, proporcionales a un promediado espacial del producto del bombeo y señal; las variaciones que se van presentando a lo largo del cristal serán suavizadas, reduciendo así el ancho de banda del *idler*.

Como se ha mencionado antes, nuestro modelo supone que el *walk-off* temporal debido al GVM puede descartarse; esta aproximación es adecuada para pulsos Gaussianos del orden de \sim ns y longitudes del cristal de 2-3 cm. Sin embargo, si estos pulsos tienen una estructura interna que contiene una serie de picos de cortísima duración, entonces nuestro modelo ya no es confiable si se rebasan los siguientes límites: para un cristal de 2 cm, los pulsos copropagantes, bombeo y señal, van a presentar *walk-off* si sus anchos del pulso son menores a $L(1/v_p - 1/v_s) \sim 1.6$ ps; por tanto, cualquier pico que aparezca en nuestras simulaciones que tenga ese ancho del pulso o menor es artificial. Los picos que aparecen en la Figura 17b) tienen un ancho temporal de ~ 35 ps, que es más que un orden de magnitud más largo que el límite mencionado anteriormente. Nuestra aproximación de omitir el *walk-off* es válida incluso en este caso.

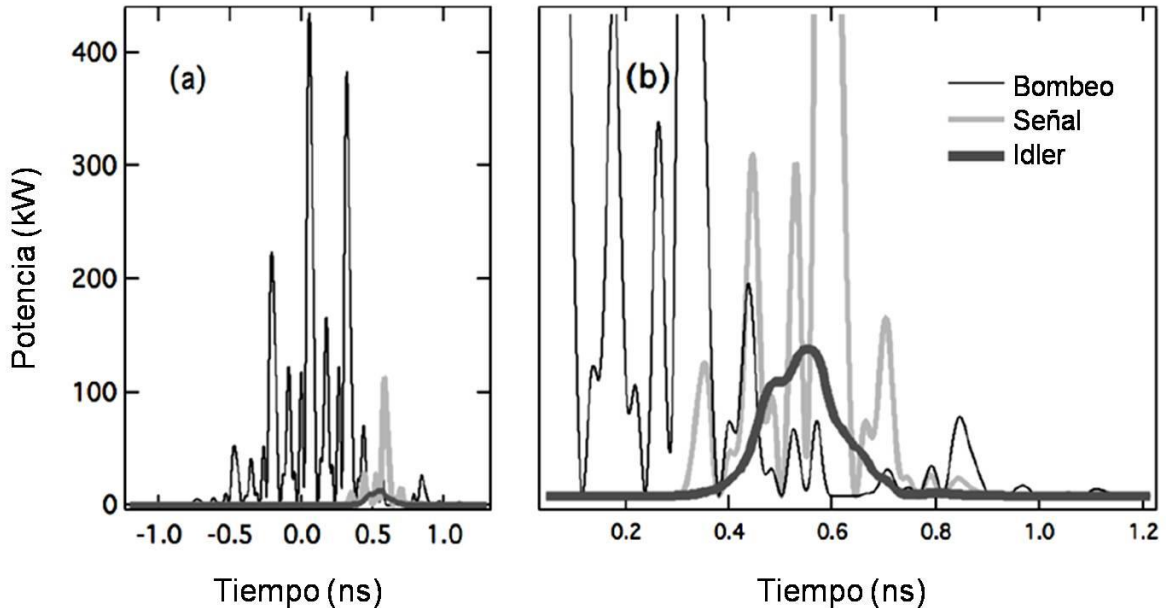


Figura 17. Bombeo con ancho de banda: Potencia de salida vs tiempo. **a)** Pulso entero; las tres ondas están en la misma escala; **b)** zoom de la señal y el *idler*; la escala del bombeo ha sido alterada para permitir la visualización de cómo la señal sigue a las fluctuaciones del bombeo mientras que el *idler* no. Energía de bombeo: $85 \mu\text{J}$, $\tau = 700$ ps, $w = 50 \mu\text{m}$, $L = 2$ cm, $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$, $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$.

3.4. Tercer orden de QPM

Los resultados presentados anteriormente se derivaron para cuasiempatamiento de fases de quinto orden, que requiere un periodo de $\Lambda \sim 5.3 \mu\text{m}$. En cuasiempatamiento de fases de tercer orden se requiere un periodo más corto, $\Lambda \sim 3.2 \mu\text{m}$ para $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$ y $\lambda_i = 4.5 \mu\text{m}$.

Se han reportado en la literatura cristales que cumplen con el periodo requerido para tercer orden QPM, sin embargo, basándonos en el estado del arte descrito anteriormente, la calidad óptica no es tan repetible y homogénea en cristales de longitud del orden de unos cuantos centímetros. Aún así, es importante incluir el estudio numérico de la obtención de un MOPO para este orden de cuasiempatamiento, debido al avance tecnológico en técnicas de fabricación (Busacca et al., 2002) es posible acceder en un futuro cercano a cristales de alta calidad, PPLN y/o PPLT con periodos $\Lambda \sim 3.2 \mu\text{m}$ y menores. Hasta el día de hoy, no encontramos fabricantes que bajo pedido de diseño especial nos vendieran PPLN ó PPLT con $\Lambda \sim 3.2 \mu\text{m}$ en 2 cm de longitud y 500 μm de profundidad.

La Figura 18 muestra la energía de salida del *idler* vs la energía de bombeo cuando utilizamos tercer orden de cuasiempatamiento de fases. De nuevo, supusimos pulsos de bombeo de $\tau = 700 \text{ ps}$ y $1.064 \mu\text{m}$, un *idler* de $4.5 \mu\text{m}$, un cristal de 2 cm de longitud y un radio de $50 \mu\text{m}$. Es de suponerse, que para tercer orden de QPM, las limitantes para obtener un oscilador sin espejos se reducen; sabemos que la eficiencia $\eta \propto 1/m^2$, donde m es el orden de QPM; esto implica umbrales de oscilación menores y con ello el PPLT, descartado anteriormente, en este orden revive y se cuela como un candidato viable para desarrollar un MOPO.

En la Figura 18a), mostramos los resultados para PPLN; hemos tomado en cuenta absorción y esparcimiento Raman estimulado, SRS. Para un cristal perfecto, solo necesitamos $\sim 20 \mu\text{J}$ para obtener una oscilación detectable. La oscilación sin espejos se puede observar con $\sigma \approx 450 \text{ nm}$ y una energía umbral de aproximadamente $\sim 145 \mu\text{J}$. Sin embargo, a energías de bombeo mayores a $\sim 165 \mu\text{J}$ el efecto SRS comienza a agotar el bombeo; en una elipse punteada se encierra la curva-pendiente que expone el agotamiento por SRS.

La Figura 18b) muestra los resultados para PPLT; en este caso el esparcimiento Raman estimulado no fue considerado. Se observa la tolerancia de fluctuaciones con una desviación estándar de hasta $\sim 300 \text{ nm}$. Una ventaja de trabajar con tercer orden QPM es que es menos sensible a desviaciones del *duty-cycle* promedio del valor ideal del 50%.

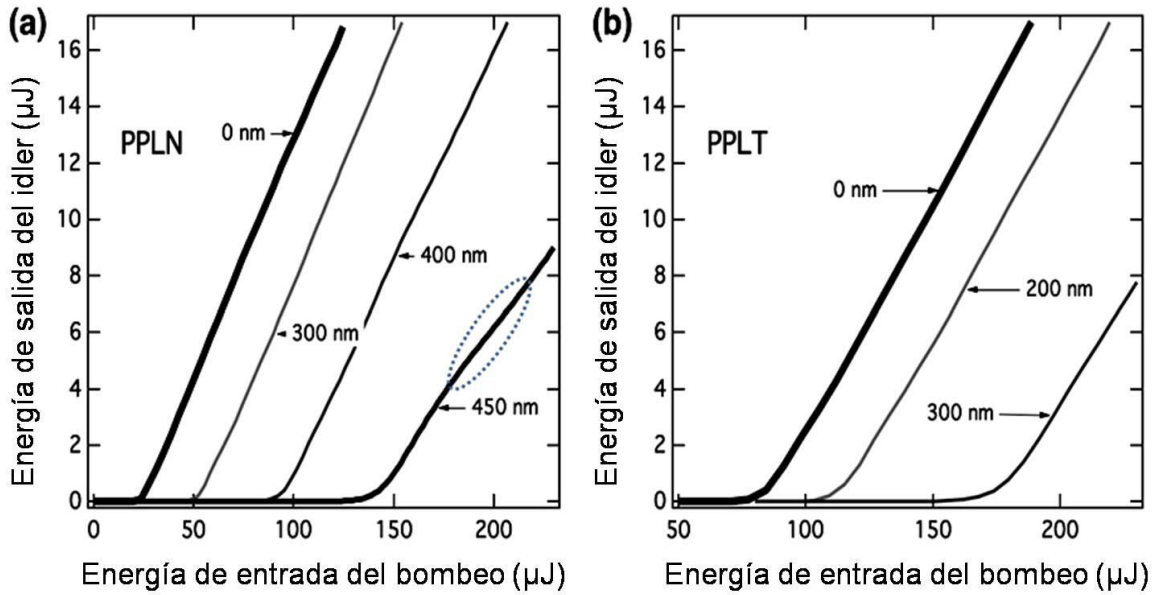


Figura 18. Energía de salida del *idler* vs energía de entrada del bombeo para tercer orden de QPM. Los números asociados con flechas a cada curva indican σ ; $\tau = 700$ ps, $w = 50$ μm , $L = 2$ cm, $\lambda_p = 1.064$ μm , $\lambda_i = 4.5$ μm . **a)** PPLN: con absorción y con SRS, $\Lambda \sim 3.191$ μm ; **b)** PPLT: con absorción y sin SRS, $\Lambda \sim 3.219$ μm .

3.5. Conclusiones

En este capítulo presentamos resultados teórico-numéricos sobre la factibilidad de desarrollar experimentalmente osciladores ópticos paramétricos pulsados y sin espejos, en PPLN y PPLT, mediante la técnica de cuasiempatamiento de fases de quinto orden, en donde el *idler* es la única onda contrapropagante. Se tomaron en cuenta limitaciones reales, tales como: umbral de daño, absorción en el *idler*, fluctuaciones de dominios y competencia con otros procesos no lineales. Encontramos que existe una duración óptima del pulso de bombeo que minimiza la energía umbral de la oscilación sin espejos, entre ~ 700 ps y ~ 2 ns, incluso tomando en consideración absorción y SRS. La razón de este valor óptimo es que para una energía de bombeo dada, la intensidad decrece a medida que aumenta el ancho temporal del pulso y por ende, decrece la interacción de los procesos no lineales. Por otro lado, mientras más corto es el pulso menor es el tiempo que tiene para que la oscilación sin espejos crezca de ruido cuántico a un nivel detectable.

El principal desafío para lograr oscilación sin espejos en 500 μm de espesor y 2 cm de PPLN y PPLT es producir cristales casi perfectos. El *duty-cycle* debe estar muy cerca del valor ideal del 50% (en nuestras simulaciones supusimos que era exactamente del 50%) y las fluctuaciones del ancho del

dominio alrededor de este promedio ideal deben ser pequeñas. Con cuasiempatamiento de fases de quinto orden en PPLN de 2 cm de longitud, son aceptables fluctuaciones con una desviación estándar de hasta ~ 300 nm (fluctuaciones del *duty-cycle* de $\sim \pm 11\%$); si las fluctuaciones son más grandes, el umbral de energía del bombeo aumenta a un valor en el que tanto el daño al cristal y el agotamiento del bombeo por esparcimiento Raman estimulado se vuelven importantes. Para PPLT, los requisitos de la perfección de la estructura de dominios son aún más altos y lo hacen inviable para MOPO. Con cuasiempatamiento de fases de tercer orden, los requisitos son menores: desviaciones estándar en PPLN de hasta 450 nm (fluctuaciones del *duty-cycle* de $\sim \pm 28\%$) son tolerables y en PPLT este valor es ~ 300 nm, con lo que, en este orden, PPLT recupera su viabilidad.

La fabricación de cristales adecuados para oscilación sin espejos parece factible. Pelc et al (2011) reporta estructuras PPLN de ~ 7 cm, periodos de $10.22 \mu\text{m}$ con un *duty-cycle* del 58% y $\sigma \approx 410$ nm, aunque lejos del periodo requerido para MOPO se está muy cerca de la calidad óptica y homogeneidad deseada.

Resultados similares deberían esperarse para PPLN y PPLT con otra constitución química como MgO:PPLN y PPLT estequiométrico, que tienen la ventaja adicional de reducir el daño fotorefractivo.

Capítulo 4. Láser compacto de Nd:YLF de alta potencia y pulsos cortos, megawatts y sub-nanosegundos, bombeado por diodo

Para iniciar experimentos de oscilación óptica paramétrica sin espejos en PPLN y PPLT, además de contar con cristales periódicamente polarizados con las características estudiadas en los capítulos 2 y 3, necesitamos una fuente láser de bombeo pulsada con una duración óptima de los pulsos entre ~ 700 ps y ~ 2 ns, tasa de repetición de \sim Hz y energías por pulso mayores a ~ 165 μ J.

En nuestro laboratorio no se disponía de este tipo de fuentes, tampoco nos fue posible conseguirlas con otros grupos de investigación y aunque estos láseres ya existen comercialmente, exceden los 20,000 dólares; un financiamiento que tampoco se tenía. La solución era desarrollarlo.

En este capítulo mostramos el desarrollo tecnológico de una fuente láser pulsada adecuada para desarrollar experimentos en generación óptica paramétrica de haces contrapropagantes y oscilación óptica paramétrica sin espejos.

4.1. Láseres de pulsos cortos y energéticos

Desde que salió a la luz el primer láser en los años 60's se ha avanzado a grandes pasos no sólo en la generación de láseres de alta potencia sino también en la compactación de los mismos. En especial los láseres de pulsos cortos han adquirido relevancia en los últimos años por permitir hacer investigación y tecnología de frontera en los ámbitos de la medicina y biología molecular, la física de materiales y óptica no lineal, entre otros.

Existen varias técnicas para lograr pulsos cortos, las más conocidas son: la técnica de conmutación Q (del inglés, *Q-switching*) con la que usualmente se logran pulsos energéticos y con una duración del orden de nanosegundos, y la técnica de amarre de modos para lograr pulsos ultracortos (\leq ps) pero menos energéticos. Nuestro láser se basa en la técnica de *Q-switching* (Hellwarth, 1961).

La idea básica de la técnica de *Q-switching* es la siguiente: sea una cavidad láser, conformada por dos espejos y un medio de ganancia, dentro de la cual se coloca un elemento óptico que funciona como

un interruptor de haz. Supongamos que con el interruptor bloqueamos el paso del haz y bombeamos el medio de ganancia. Al no haber retroalimentación debido al bloqueo introducido en la cavidad, no puede haber emisión estimulada, por lo que la energía proporcionada por el bombeo se almacena en el medio de ganancia como una inversión de población, limitada solamente por la tasa de bombeo y las pérdidas por emisión espontánea.

Si el interruptor se abre súbitamente, en la cavidad láser la ganancia acumulada va a exceder por mucho a las pérdidas; la energía almacenada va a salir de la cavidad en la forma de un pulso muy corto y muy intenso. La razón por la cual a esta técnica se le conoce como *Q-switching* (conmutación de Q) es que al abrir y cerrar el interruptor estamos cambiando el factor de calidad Q de la cavidad, es decir, estamos cambiando las pérdidas de energía ocasionadas por la cavidad: cuando el haz es interrumpido, el factor Q es bajo, y cuando no, es alto.

Para que el láser emita la energía acumulada en el medio de ganancia, en el menor tiempo posible, lo que se requiere es que el factor Q conmute rápidamente de un valor bajo a un valor alto y que el tiempo de vida del fotón dentro de la cavidad sea lo menor posible. Una forma de acortar el tiempo de vida del fotón es reduciendo la longitud de la cavidad láser a valores de \sim mm.

Los láseres pulsados que operan bajo la técnica de *Q-switching* emplean interruptores divididos en dos categorías: *Q-switch* activo y *Q-switch* pasivo, diferenciados por el mecanismo de operación; un *Q-switch* activo necesita un elemento externo que active su operación (por ejemplo, un elemento electro-óptico requiere la aplicación de una señal alterna de voltaje), mientras que un *Q-switch* pasivo no necesita un elemento externo y su activación depende de algo intrínseco del láser, por ejemplo, un absorbedor saturable.

La utilización de un *Q-switch* activo suele alargar la cavidad por lo menos 30 mm, lo cual limita en la práctica la formación de pulsos con una duración mayor a \sim 4 ns. Un *Q-switch* pasivo, en particular, un absorbedor saturable, a lo mucho mide 3 mm de largo, con lo cual se puede reducir el tamaño de la cavidad y por lo tanto la duración de los pulsos. La desventaja es que su respuesta no es instantánea, salvo que se empleen algunas otras de sus propiedades que se mencionarán más adelante. Para que los pulsos puedan ser cortos, es importante que el absorbedor saturable se sature mucho antes que el medio de ganancia para que pueda actuar como un buen *Q-switch*.

Nosotros en esta tesis consideraremos sólo mecanismos pasivos de conmutación, ya que permiten el desarrollo de fuentes más sencillas, fiables, pero sobre todo porque con ellos podemos obtener pulsos del orden de un nanosegundo de duración. La formación del pulso se generará mediante absorbedores saturables, en particular Cr:YAG, que es un material óptico que absorbe radiación de $\sim 1 \mu\text{m}$ de longitud de onda a bajas intensidades y que conforme aumenta la intensidad del haz disminuye su absorción.

Existen otro tipo de absorbedores, además del Cr:YAG, que también utilizan un *Q-switch* pasivo y generan pulsos del orden de sub-nanosegundos, a saber: el uso de un espejo semiconductor y absorbedor saturable (SESAM, por sus siglas en inglés) reduce aún más el tamaño de la cavidad y permite el acceso a otras longitudes de onda pero se agregan costos al desarrollo de la fuente láser debido al proceso especializado en su manufactura. Con el uso de un SESAM y un Nd:YVO₄ como medio de ganancia se han obtenido pulsos tan cortos como ~ 50 ps, con potencias pico por pulso de ~ 20 kW y con una tasa de repetición de 40 Hz (D. Nodop et al., 2007). Otro tipo de absorbedores son los cerámicos compuestos como Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG que presentan un mayor umbral de daño logrando pulsos de ~ 237 ps con potencias pico de ~ 0.72 MW y una tasa de repetición 3.5 KHz (Dong et al., 2007). Si bien este último arroja valores de fluencia bastante adecuados para la conversión eficiente de procesos no lineales, el uso de fuentes con pulsos demasiado cortos limitan ciertas aplicaciones, por ejemplo, experimentos en generación óptica paramétrica de haces contrapropagantes y osciladores ópticos paramétricos sin espejos que requieren pulsos de ~ 700 ps - 2 ns con potencias pico mayores a ~ 0.3 MW. Recientemente, se ha reportado en la literatura una fuente de pulsos en el ultravioleta con duraciones de sub-nanosegundos y potencias instantáneas de mega-watts obtenidos mediante el cuarto armónico de un láser de Nd:YAG de composición cristalina con *Q-switch* pasivo (Bhandari y Taira., 2011).

Diferentes materiales se han utilizado para desarrollar fuentes láser de sub-nanosegundos, aquellos basados en iones de neodimio (Nd) implantados en medios como YAG, YVO₄, YLF, son los más comunes. El medio determina la longitud de onda de emisión del láser, el tiempo de vida fluorescente del nivel metaestable, su sección transversal de emisión, así como la polarización de la emisión.

El Nd:YLF es un cristal uniaxial que puede utilizarse para obtener emisión láser polarizada. Entre sus líneas de emisión más fuertes se encuentra $1.053 \mu\text{m}$ con polarización perpendicular al eje "c" del cristal (en la literatura se conoce como polarización σ) y la línea de $1.047 \mu\text{m}$ con polarización paralela al eje "c" del cristal (en la literatura se conoce como polarización π); esta última es la línea más fuerte del Nd:YLF.

Las ventajas del Nd:YLF sobre otros medios de ganancia son un tiempo de vida del nivel superior de la transición, donde se genera la emisión estimulada, muy largo ($\sim 480 \mu\text{s}$) en comparación con Nd:YAG ($\sim 230 \mu\text{s}$) y Nd:YVO₄ ($\sim 90 \mu\text{s}$). Esto nos permite almacenar una mayor energía en la inversión de población antes de que esta energía decaiga por emisión estimulada. Y como se explicó anteriormente, una mayor energía acumulada significa una mayor energía por pulso si ésta se emplea para desarrollar un láser pulsado con la técnica de *Q-switching*.

Los láseres fabricados en Nd:YAG son excelentes para operarse en alta potencia promedio y alta tasa de repetición del bombeo ($> \text{kHz}$) a diferencia de Nd:YLF ($< \text{kHz}$); pero es difícil obtener una buena calidad espacial TEM₀₀ ya que es necesario introducir un polarizador (sus líneas láser no están intrínsecamente polarizadas), lo que agrega un elemento de pérdidas que disminuyen la eficiencia. Otra diferencia importante entre Nd:YAG y Nd:YLF es el lenseo térmico que se forma debido al calentamiento producido por la absorción del haz de bombeo. En Nd:YLF la dispersión térmica es negativa y en Nd:YAG es positiva, es decir, la lente térmica que se forma en Nd:YLF es divergente mientras que en Nd:YAG es convergente. La lente divergente que se forma dentro del Nd:YLF es compensada parcialmente por la lente convergente que se forma por la deformación térmica (abultamiento) que se presenta en las caras del cristal. En el caso de la emisión del Nd:YLF a $1.053 \mu\text{m}$ la distancia focal de esta lente suele ser del orden de $\sim \text{m}$ y para $1.047 \mu\text{m}$ del orden de $\sim \text{cm}$. En Nd:YLF la susceptibilidad de fractura por efectos térmicos es mayor que en Nd:YAG y Nd:YVO₄.

Un diseño adecuado de un sistema de enfriamiento para poder trabajar con Nd:YLF se hace necesario para evitar la fractura del cristal. Sus ventajas, ante todo la alta energía de los pulsos y la calidad espacial de éstos, nos hacen elegir a este medio de ganancia adecuado para desarrollar un láser de sub-nanosegundos.

Esta tesis presenta el desarrollo experimental de una fuente compacta bombeada por diodo que emite pulsos de 750ps (FWHM) de duración con una energía por pulso de $\sim 2 \text{ mJ}$ y una tasa de repetición mayor a $\sim 40 \text{ Hz}$, adecuada para realizar experimentos en generación óptica paramétrica de haces contrapropagantes y osciladores ópticos paramétricos sin espejos. El medio de ganancia empleado es Nd:YLF y el Q-switch pasivo es un absorbedor saturable, Cr:YAG. Mediante un modelo teórico sencillo se presentan resultados numéricos y se comparan con los resultados experimentales.

4.1.1. Modelo numérico

Suponemos que el cristal de Nd:YLF se bombea longitudinalmente con un haz colimado y con una distribución de intensidad tipo "top hat" (intensidad constante en un círculo de diámetro $2w$, pero cuya intensidad decae a medida que se propaga en el medio debido a la absorción, como se muestra en la Figura 19a). Las transiciones entre los diferentes niveles del Nd:YLF pueden describirse mediante un modelo simple de cuatro niveles, como el que se muestra en la Figura 19b).

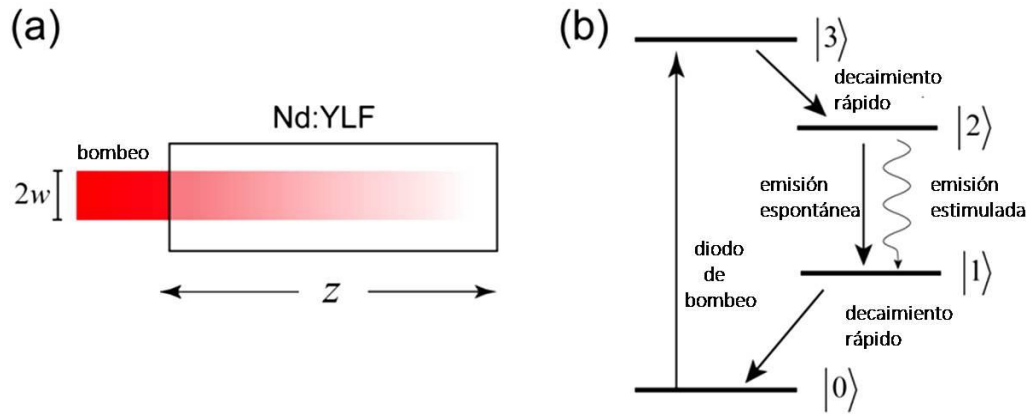


Figura 19. Tipo de bombeo y transiciones permitidas en el modelo. **a)** Bombeo longitudinal; **b)** sistema de 4-niveles.

El medio de ganancia se bombea desde el nivel $|0\rangle$ al nivel $|3\rangle$, desde el cual la población decae rápidamente al nivel $|2\rangle$; el tiempo de vida de este nivel es mucho mayor al de los niveles $|1\rangle$ y $|3\rangle$. Bajo esta aproximación, la densidad N_1 de iones Nd en el nivel $|1\rangle$ es insignificante en comparación con la densidad N_2 de iones en el nivel $|2\rangle$, por lo que la inversión de la población $\Delta N = N_2 - N_1 \approx N_2$. En la aproximación de la ecuación de razón (del inglés, *rate equation*), puede demostrarse que la evolución temporal de N_2 está dada por (Svelto, 2010)

$$\frac{\partial}{\partial t} N_2(t, z) \approx \frac{\sigma_p \lambda_p N_T}{\pi w^2 h c} P_p(t, z) - \frac{N_2(t, z)}{\tau_2} - \frac{N_2(t, z) \Phi(t) \sigma_L c}{\pi w^2 L}. \quad (16)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación (16) representa el bombeo de iones Nd al nivel $|2\rangle$, mientras que el segundo y el tercer término representan el decaimiento por emisión espontánea y

emisión estimulada de este nivel; h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz, λ_p es la longitud de onda del bombeo, N_T es la densidad total de iones Nd, τ_2 es el tiempo de vida del nivel $|2\rangle$, Φ es la cantidad de fotones en la cavidad, σ_p es la sección transversal de absorción del haz de bombeo, σ_L es la sección transversal de emisión estimulada del láser, L es la longitud del camino óptico de la cavidad, y w es el radio del haz de bombeo, que suponemos por simplicidad constante en toda la cavidad. P_p es la potencia del haz de bombeo; cuando el bombeo es longitudinal esta potencia disminuye con la distancia de propagación como $P_p(z) = P_p(0) \exp[-\sigma_p N_T z]$, por lo que la inversión de la población también dependerá de z . Esto lo tomamos en cuenta al utilizar el promediado espacial de la inversión de la población $\langle N_2(t, z) \rangle$, que a su vez depende del promediado espacial de la potencia de bombeo $\langle P_p \rangle$, dada por

$$\langle P_p \rangle = \frac{\int_0^d P_p(z) dz}{d} = \frac{\int_0^d P_p(0) \exp[-\sigma_p N_T z] dz}{d} = \frac{P_p(0)}{d \sigma_p N_T} f, \quad (17)$$

donde $f = 1 - \exp(-\sigma_p N_T d)$ es la fracción de bombeo absorbido por el Nd:YLF y d su longitud. Substituyendo la ecuación (17) en la ecuación (16) llegamos a

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle N_2 \rangle \approx \frac{\lambda_p f}{d \pi w^2 h c} P_p(0) - \frac{\langle N_2 \rangle}{\tau_2} - \frac{\langle N_2 \rangle \Phi(t) \sigma_L c}{\pi w^2 L}. \quad (18)$$

La evolución temporal del número de fotones en la cavidad está representada como

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\Phi}{\tau_c} + B \frac{\langle N_2 \rangle}{\tau_2} + \langle N_2 \rangle \Phi \sigma_L c \frac{d}{L} - N_{base} \Phi \sigma_{base} c \frac{d_{abs}}{L} - N_{ex} \Phi \sigma_{ex} c \frac{d_{abs}}{L}. \quad (19)$$

El primer término del lado derecho en la ecuación (19) corresponde a la pérdida de fotones en la cavidad, donde el tiempo de vida del fotón τ_c está dado por

$$\tau_c = \frac{2L}{c(1 - R_i R_c e^{-2\alpha d})}, \quad (20)$$

donde R_i y R_c son las reflectividades del espejo de entrada y espejo acoplador, respectivamente, y α representa las pérdidas pasivas del medio de ganancia. El segundo término de la ecuación (19) es la emisión espontánea, donde B es un factor que toma en cuenta solo una pequeña fracción de aquellos fotones emitidos dentro del ángulo sólido que corresponde al modo de la cavidad. El valor exacto de ese parámetro no es muy importante (lo hemos fijado a 10^{-4}), y sólo lo necesitamos para semillar el proceso de amplificación de la luz. El tercer término representa la ganancia de fotones debido a emisión estimulada, y el cuarto y quinto términos son las pérdidas de fotones debido a la absorción del Cr:YAG. Supondremos que el Cr:YAG puede reducirse a un sistema de dos niveles (Sennaroglu et al., 2006), donde N_{base} y N_{ex} corresponden a la densidad de iones de Cr en los estados base y excitado, y σ_{base} y σ_{ex} son sus secciones transversales respectivas. El número total de iones de Cr está dada como $N_{abs} = N_{base} + N_{ex}$. Hemos supuesto que existe empatamiento entre el radio del modo de la cavidad y el radio del modo de bombeo.

Para completar este modelo sólo nos falta la ecuación que describe la evolución temporal de los iones de Cr en el absorbedor saturable y está descrita por

$$\frac{d}{dt} N_{base} = \frac{N_{abs} - N_{base}}{\tau_{abs}} - \frac{N_{base} \Phi \sigma_{base} c}{\pi w^2 L}, \quad (21)$$

donde τ_{abs} es el tiempo de decaimiento del estado excitado de los iones de Cr. Generalmente los fabricantes de los cristales no especifican la densidad y la longitud del cristal; en su lugar indican la transmitancia inicial T_i , la cual está dada por

$$T_i = \exp[-\sigma_{base} N_{abs} d_{abs}], \quad (22)$$

de donde deducimos que $N_{abs} d_{abs} = -\ln[T_i] / \sigma_{base}$. Ahora sí ya tenemos toda la información necesaria para desarrollar las simulaciones numéricas dado que en la ecuación (19), tanto N_{base} como N_{ex} , aparecen multiplicados por el grosor del absorbedor saturable, d_{abs} .

La potencia instantánea de salida puede obtenerse del número de fotones en la cavidad y está dada por (Svelto, 2010)

$$P_{out} = \frac{hc^2(1-R_c)}{2L\lambda} \Phi \quad (23)$$

La inversión de población como una función del tiempo cuando se inhibe el laseo (debajo del umbral) puede obtenerse poniendo el número de fotones a cero, $\Phi = 0$ e integrando la ecuación (18) con respecto al tiempo; obtenemos

$$\langle N_2(z, t) \rangle = N_\infty (1 - \exp[-t/\tau_2]), \quad (24)$$

expresando la inversión de población en estado estacionario como $N_\infty = P_p(0)\lambda_p f \tau_2 / d\pi w^2 hc$. La inversión de población máxima que se puede obtener es proporcional a la duración del nivel dos, τ_2 , que en la literatura varía de $\sim 480 - 520 \mu s$. Para los cálculos numéricos utilizaremos el valor de $520 \mu s$.

Resolvemos numéricamente las ecuaciones (18), (19) y (21) usando los parámetros dados en la Tabla 1. Suponemos que el sistema se bombea con un pulso rectangular con una duración lo suficientemente larga para producir solo un pulso del láser, pero no más largo que $\tau_p = 2 ms$, que es casi 4 veces el tiempo de vida del nivel metaestable, τ_2 . De acuerdo con (24), cuando $\tau_p = 4\tau_2$ la inversión de población llega a un valor por encima del 98% de su máximo; un pulso de bombeo de mayor duración no tiene sentido ya que la duración de τ_2 limita la inversión de población que puede alcanzarse. La longitud del camino óptico de la cavidad $L = 29 mm$ y el radio de bombeo $w = 500 \mu m$ indicado en la tabla 1 corresponden a los valores utilizados en nuestra configuración experimental. Suponemos que el haz de bombeo, proveniente de una fibra multimodo, está depolarizado y su longitud de onda de emisión coincide con un máximo de absorción del Nd:YLF que se encuentra entre $797 - 798 nm$. En estas condiciones, un cristal de $12 mm$ de longitud con una concentración de iones Nd al 0.5% debe absorber más del 98% del bombeo.

La Figura 20 muestra un ejemplo de los pulsos obtenidos con las simulaciones. Aquí la transmitancia inicial del absorbedor saturable es del 30%, la potencia del bombeo es de $50 W$ y la reflectividad del acoplador de salida es del 50%. Como puede verse, la duración del pulso FWHM es de $0.5 ns$ y la potencia máxima es de más de $10 MW$, lo cual es adecuado para la obtención de MOPO y para otras aplicaciones mencionadas anteriormente. También se muestra en esta figura la variación en el tiempo de la transmitancia del Cr:YAG la cual cambia desde ~ 0.3 a 0.8 en aproximadamente dos

nanosegundos; el blanqueo completo se logra en menos de un nanosegundo y antes de presentarse el pico del pulso.

Tabla 1. Parámetros utilizados en las simulaciones numéricas del modelo de un láser de sub-nanosegundos.

| Parámetro | Valor |
|-----------------|--------------------------------------|
| λ_p | 798 nm |
| λ_L | 1047 nm |
| τ_2 | 520 μ s |
| N_T | 6.9×10^{25} m ³ |
| σ_p | 5×10^{-24} m ² |
| σ_L | 1.8×10^{-23} m ² |
| n_{YLF} | 1.470 |
| d | 12 mm |
| σ_{base} | 4.3×10^{-22} m ² |
| σ_{ex} | 8.2×10^{-23} m ² |
| τ_{abs} | 3.4 μ s |
| w | 500 μ m |
| L | 28 mm |
| α | 0.1 cm ⁻¹ |

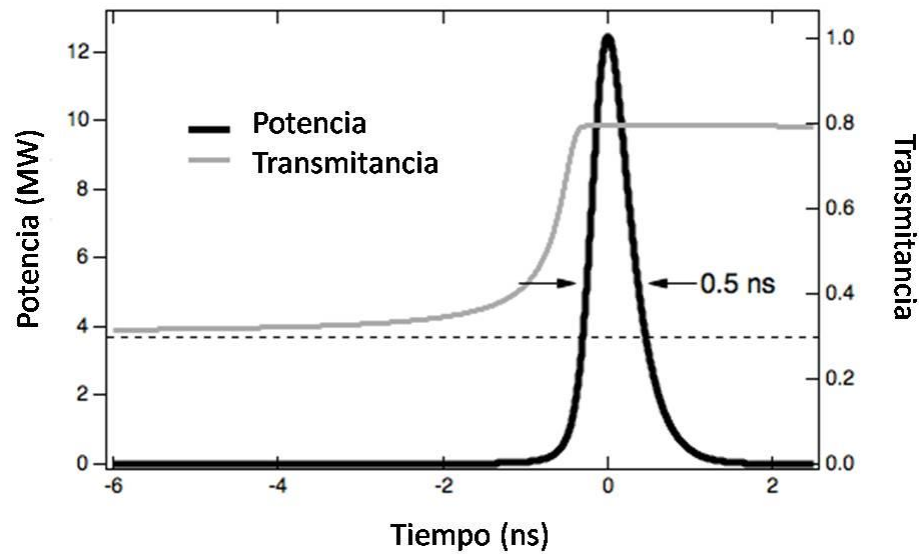


Figura 20. Pulso de salida y transmitancia del Cr:YAG vs tiempo. Transmitancia inicial: 30%. Reflectividad del espejo acoplador: 50%.

La Figura 21 muestra el ancho del pulso y la energía por pulso como función de la potencia de bombeo para un valor fijo de la reflectancia del espejo acoplador: 50 %. Se muestran diferentes valores de la transmitancia inicial del absorbedor saturable: 30, 50, 70 y 90 %. De nuevo, el cristal se bombea con un pulso *top hat* de 1.9 ms. A partir de estas simulaciones vemos que la potencia mínima requerida para obtener un pulso aumenta a medida que disminuye la transmitancia inicial. Una vez que se alcanza este umbral, ni el ancho de pulso ni la energía por pulso cambian significativamente con la potencia del bombeo. Esto es de esperarse ya que el absorbedor saturable requiere un cierto valor de fluencia para ser blanqueado, y esta fluencia aumenta al disminuir la transmitancia inicial. Una vez que el absorbedor saturable se blanquea, el pulso extrae la mayor parte de la energía restante almacenada como inversión de población en el medio de ganancia. El bombeo por encima de este umbral sólo reduce el tiempo en el cual se produce el pulso láser dentro del pulso de bombeo, pero no aumenta su energía.

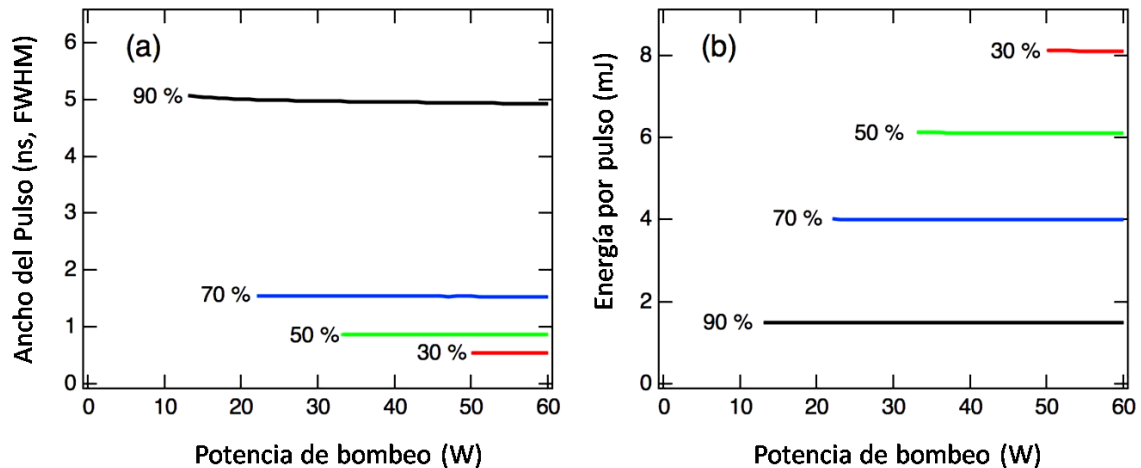


Figura 21. Resultados numéricos: dependencia de la potencia de bombeo. **a)** ancho del pulso; **b)** energía por pulso. Los porcentajes que se muestran son los valores de la transmitancia inicial del absorbedor saturable. Reflectancia del espejo acoplador: 50%.

La Figura 22 muestra los resultados de las simulaciones cuando se varía la reflectividad del espejo acoplador, suponiendo que se absorbe el 98.5% de la potencia de bombeo a $P_p = 50 \text{ W}$. La Figura 22a) muestra el ancho del pulso FWHM como función de la reflectividad del espejo acoplador para varios absorbedores saturables de Cr:YAG con diferentes transmitancias iniciales. El ancho del pulso no depende fuertemente de la reflectividad del espejo acoplador pero sí depende fuertemente de la transmitancia inicial. La Figura 22b) y 22c) muestran la potencia pico y la energía por pulso con respecto

a la reflectividad del espejo acoplador. En estos casos, tanto la reflectividad del espejo acoplador como la transmitancia inicial afectan la energía de salida. A partir de estas simulaciones vemos que, en principio, podemos obtener pulsos de sub-nanosegundos de ~ 8 mJ si se utiliza un absorbedor saturable con una transmitancia inicial de 30%.

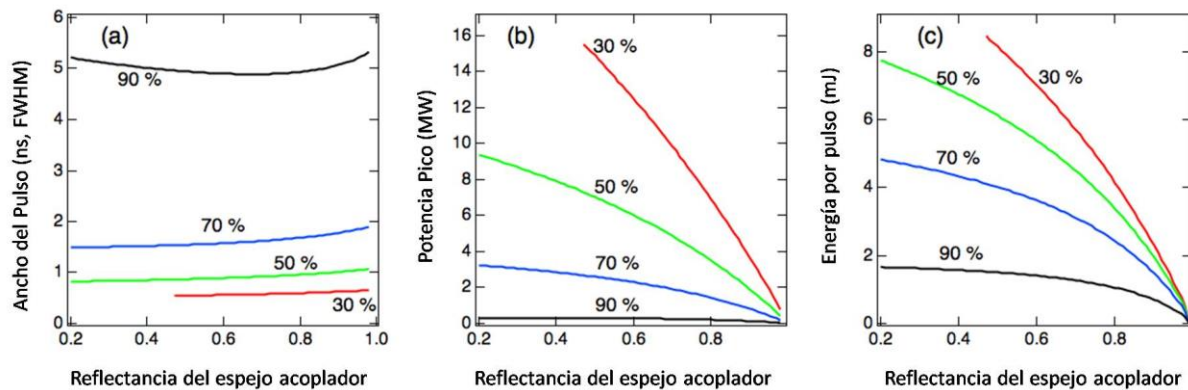


Figura 22. Resultados numéricos: dependencia de la reflectancia del espejo acoplador. **a)** ancho del pulso; **b)** potencia pico; **c)** energía por pulso. Los porcentajes que se muestran son los valores de la transmitancia inicial del absorbedor saturable. Potencia de Bombeo: 50 W.

4.2. Desarrollo Experimental

El arreglo experimental utilizado en nuestros experimentos se muestra en la Figura 23. Como fuente de bombeo utilizamos un diodo láser pulsado acoplado a una fibra con un núcleo de 600 μm de diámetro, $\text{NA} = 0.22$, multimodal. La salida de la fibra fue colimada con una lente de distancia focal de 6 mm y luego enfocada sobre un cristal Nd:YLF de 12 mm de longitud que está cortado en "a", es decir, tanto el bombeo como el haz generado se propagan a lo largo del eje "a", pero el haz generado puede estar polarizado ya sea paralelo al otro eje "a" (polarización ordinaria), emitiendo una longitud de onda de 1.053 μm , o paralelo al eje "c" (polarización extraordinaria), emitiendo a 1.047 μm . Como la sección eficaz de emisión es mayor para la polarización extraordinaria, la longitud de onda del haz resultante es 1.047 μm . Utilizamos varios cristales de Cr:YAG como absorbedores saturables con diferentes transmitancias iniciales. Para evitar su fractura debido al estrés térmico, tanto el Nd:YLF como el Cr:YAG se cubrieron con lámina de indio y se colocaron dentro de un bloque metálico para extraer el calor producido por el bombeo. La temperatura del bloque metálico fue regulada con un Peltier y se mantuvo a 18°C. El espejo de entrada era plano, con alta reflectancia ($> 99\%$) a 1.047 μm y alta transmitancia ($> 95\%$) a la longitud de onda del bombeo, 798 nm.

Utilizamos varios espejos acopladores con diferentes reflectividades y diferentes radios de curvatura, desde planos hasta radios de curvatura del orden de metros. Para reducir el ancho del pulso láser, la cavidad se redujo todo lo posible, limitada por el tamaño de los componentes, a 19 mm.

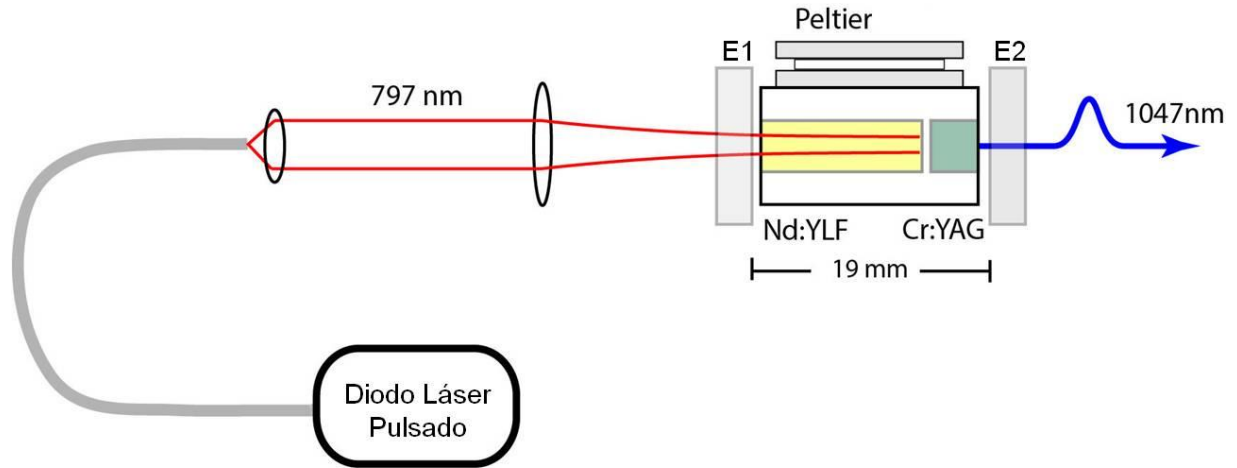


Figura 23. Configuración experimental de un láser de sub-nanosegundos. E1: Espejo de entrada; E2: Espejo acoplador; fibra: núcleo de 600 μm de diámetro, $\text{NA} = 0.22$; lente de colimación: distancia focal de 6 mm. Se usaron varios lentes de enfoque con diferentes distancias focales.

Para maximizar la fracción del bombeo absorbido por el cristal de Nd:YLF y, al mismo tiempo, minimizar la potencia del bombeo incidente en el Cr:YAG para evitar blanqueamiento parcial y calentamiento no deseados, debemos bombear con una longitud de onda que coincida con un pico de absorción del medio de ganancia.

La Figura 24 muestra la transmitancia del Nd:YLF como una función de la longitud de onda para luz depolarizada. En la región que se muestra en esta figura, la mayor absorción ocurre a 798 nm. Ajustamos la temperatura del diodo para lograr esta longitud de onda, obteniendo la emisión centrada en 798 nm con un ancho de banda FWHM de 2.5 nm. De acuerdo con el proveedor de nuestro cristal (Red Optronics), la concentración de Nd es del 1%, no del 0.5% utilizado en nuestros cálculos. Sin embargo, la fracción del bombeo que es absorbido por el medio de ganancia, que en última instancia es el parámetro que importa, es aproximadamente 0.985, que es el factor utilizado en el análisis numérico. La discrepancia probablemente se deba a algunos factores, como el ancho de banda del bombeo, los diferentes valores reportados de la sección transversal de absorción del medio y la polarización parcial del haz del bombeo.

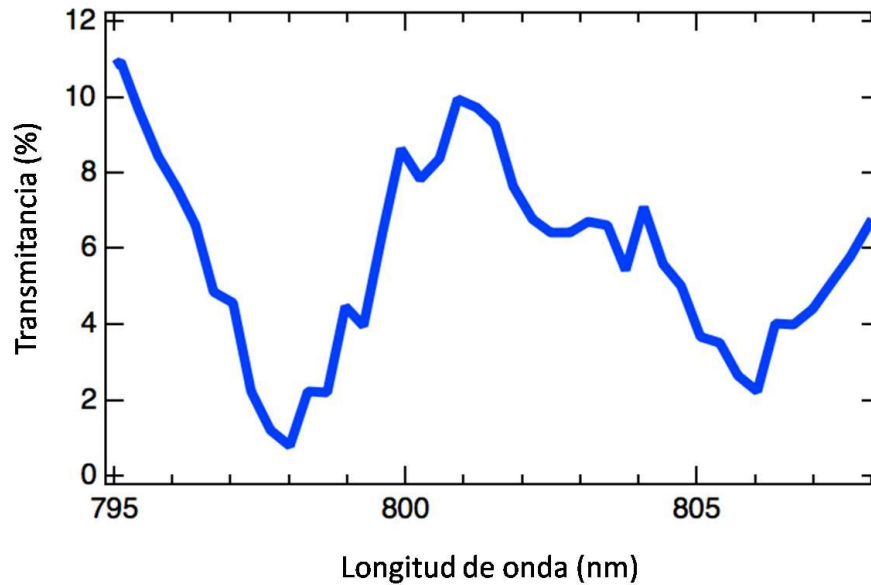


Figura 24. Transmitancia del Nd:YLF vs longitud de onda.

4.2.1. Caracterización espacial y temporal del láser de sub-nanosegundos

Se midieron y probaron diversos elementos ópticos sobre la misma configuración experimental mostrada en la Figura 23. Se buscó la máxima energía por pulso para distintos valores de reflectancia en el espejo acoplador y se hizo la caracterización temporal del ancho del pulso con diferentes cristales de Cr:YAG. En todos los casos, la tendencia estuvo de acuerdo con las predicciones numéricas, a grandes rasgos: cuanto menor es la transmitancia inicial del Cr:YAG, más corto es el pulso, y cuanto menor es la reflectividad del espejo, más energéticos son los pulsos y más potencia de bombeo se requiere para obtenerlos.

En la Figura 25 se muestran ejemplos de las medidas del ancho del pulso y la energía por pulso para cinco valores diferentes de transmitancia inicial del absorbente saturable. En los cinco casos, el espejo acoplador, la longitud de la cavidad, el ancho del haz de bombeo y la tasa de repetición son los mismos; sólo la transmitancia inicial y la potencia de bombeo requerida para obtener los pulsos cambian para cada dato mostrado.

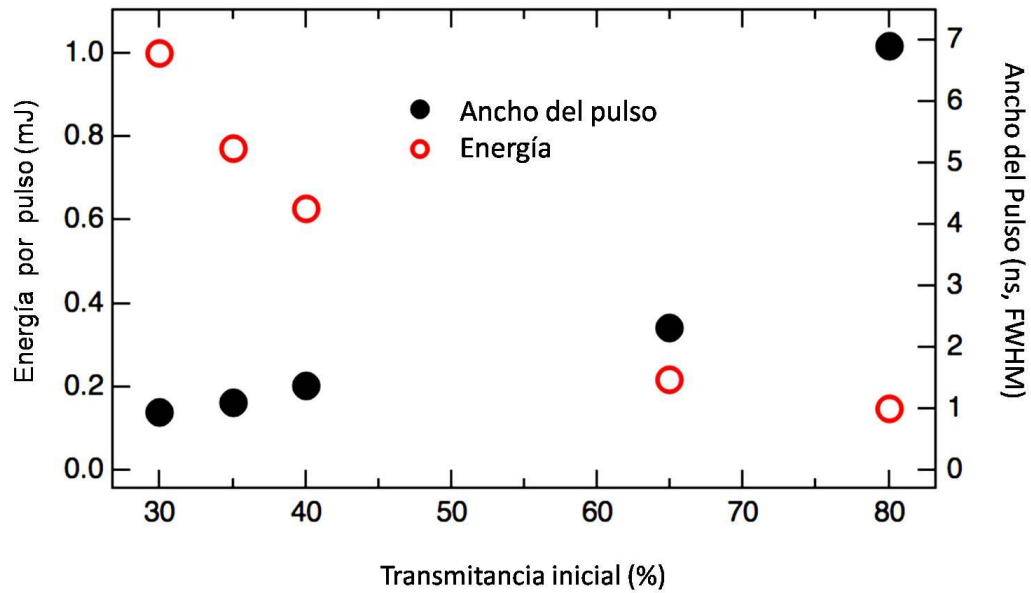


Figura 25. Ancho del pulso y energía por pulso vs transmitancia inicial.

Nuestro objetivo es hacer un láser pulsado mediante la técnica de Q-switch con un ancho de pulso no menor a ~ 700 ps, y con energía del orden de \sim mJ. Aunque esta energía por pulso rebasa el valor de energía umbral de daño obtenida en el capítulo 2, el tener una mayor energía por pulso nos permite bombear el cristal con una distribución de intensidad elíptica para abarcar por completo a las rejillas PPLN; con una adecuada lente de enfoque evitaremos rebasar la fluencia de daño.

Esto se logró con un Cr:YAG con una transmitancia inicial del 30% y un espejo acoplador plano con una reflectancia del 55%. La longitud total del camino óptico teniendo en cuenta los índices de refracción de ambos cristales fue de 29 mm. La distancia focal de la lente de enfoque fue de 60 mm y el radio resultante del haz de bombeo en la superficie de entrada del cristal Nd:YLF es de $w \approx 500\mu\text{m}$. La potencia de bombeo mínima requerida para obtener pulsos de sub-nanosegundos fue de 50 W, con una duración del pulso de bombeo de 1.9 ms.

La Figura 26 muestra un ejemplo de los pulsos obtenidos con esta configuración, medidos con un osciloscopio de 1 GHz, 4 giga-muestras / seg y un detector PIN de InGaAs con un tiempo de subida de 175 ps. De acuerdo con la traza del osciloscopio, el ancho de pulso es de 850 ps; sin embargo, esta traza es el resultado de la convolución del pulso real y la respuesta del sistema de detección (osciloscopio y detector), que no puede ser ignorada.

El ancho de pulso medido viene dado por (Bolton, 1987)

$$\tau_{medido} \approx \sqrt{\tau_{real}^2 + \tau_{osc}^2 + \tau_{det}^2}, \quad (25)$$

donde τ_{medido} y τ_{real} son los anchos de pulso medidos y reales, respectivamente, y τ_{osc} y τ_{det} son los tiempos de respuesta del osciloscopio y el detector. El tiempo de respuesta del osciloscopio es $\tau_{osc} \approx 0.35 / \text{ancho de banda} = 350 \text{ ps}$. De la ecuación (25) concluimos que el ancho real del pulso que visualizamos en nuestro osciloscopio es de $\tau_{real} \approx 750 \text{ ps}$.

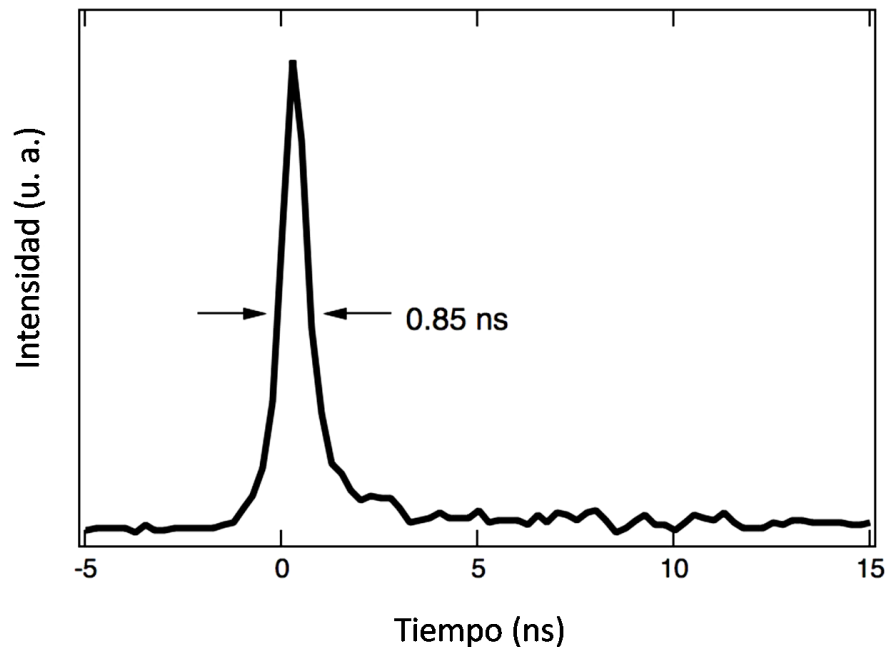


Figura 26. Pulso de sub-nanosegundos obtenido mediante la técnica de Q-switching.

La Figura 27 muestra la energía por pulso en función de un número N de pulsos cuando el láser es bombeado a una tasa de repetición de 40 Hz. El sistema es muy estable; la energía por pulso promediada sobre los $N=500$ pulsos mostrados en la figura 28 es 2.32 mJ con una desviación estándar de sólo 0.018 mJ. La potencia pico de estos pulsos es de más de 3 MW. Ni la energía por pulso ni el ancho del pulso dependen de la potencia de bombeo, siempre y cuando se esté por encima del umbral requerido para obtener un pulso, lo que concuerda con nuestras simulaciones.

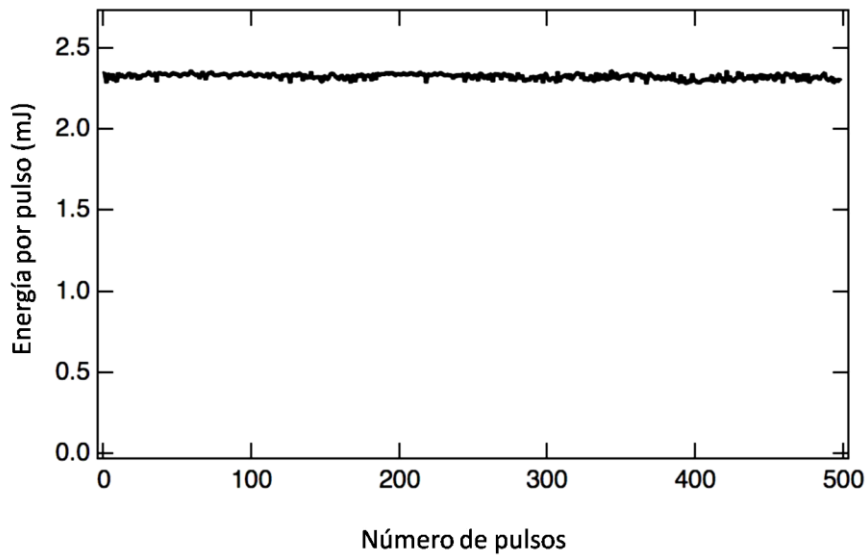


Figura 27. Energía del pulso en función del número de pulsos. Tasa de repetición: 40 Hz. Potencia de bombeo: 50 W. Ancho del pulso de bombeo: 1.9 ms.

También estimamos el ancho de banda de los pulsos y caracterizamos su calidad espacial. Para estimar el ancho de banda enviamos los pulsos a través de un interferómetro de Michelson y observamos la visibilidad del patrón de interferencia en función de la diferencia de camino óptico. Encontramos que la visibilidad de las franjas disminuye significativamente para diferencias de camino óptico superiores a ~ 12 cm, lo que corresponde a un retraso de ~ 400 ps, aproximadamente la mitad del ancho de pulso. De esto se puede decir, cualitativamente, que el espectro del pulso está cerca del límite de Fourier; en otras palabras, emite en un modo longitudinal único o casi único.

El factor de calidad espacial de un haz de luz es conocido como M^2 ; es un factor numérico que nos indica qué tan cerca está el haz del límite de difracción, el cual ocurre cuando $M^2 = 1$, lo que significa que el haz tiene una forma Gaussiana ideal (TEM_{00}). Un haz con una forma distinta a una Gaussiana ideal presenta un valor de $M^2 > 1$.

Para medir la M^2 de nuestro láser utilizamos una lente con una distancia focal de 200 mm y mediante el uso de un perfilómetro (Thorlabs, BP104-IR) fuimos adquiriendo información del perfil transversal del pulso, en x y en y, cada cierta distancia de propagación z, hasta notar una acentuada divergencia del mismo.

Hay varios métodos para determinar la calidad espacial de los pulsos, uno de ellos es hacer un ajuste de los datos tomados por el perfilómetro a un perfil Gaussiano ideal. Sin embargo, nuestros pulsos no están cerca del límite de difracción y es necesario utilizar otro método, conocido como 4-sigma (normatividad ISO), el cual es utilizado para definir la calidad espacial de un láser multimodal. De acuerdo a este método, el ancho de un haz en las direcciones x y y está definido por el momento de segundo orden de una distribución de densidad de potencia $\sigma_{x,y}$:

$$\sigma_x = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_0)^2 I(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy}, \sigma_y = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (y - y_0)^2 I(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy} \quad (26)$$

donde x_0 y y_0 son los valores en el origen (la cintura del haz) del sistema coordenado x, y .

Hemos hecho un ajuste a nuestros datos experimentales, para obtener el valor de la M^2 de nuestro láser, siguiendo la ecuación de Svelto (2010) dada por

$$W_{x,y}^2(z) = W_{x0,y0}^2 + M_{x,y}^4 \frac{\lambda^2}{\pi^2 W_{x0,y0}^2} (z - z_0)^2 \quad (27)$$

donde $W_{x,y}(z)$ es el parámetro que representa el ancho de un haz proveniente de un láser con modos transversales arbitrarios, y equivale a dos veces la desviación estándar, $\sigma_{x,y}$. $W_{x0,y0}$ es el ancho del haz en las direcciones x, y , en la cintura ($z = z_0$). Los resultados se muestran a continuación.

En la Figura 28 se muestra la caracterización espacial de dos láseres pulsados distintos, ambos basados en la técnica de Q-switching. En la Figura 28a) los datos corresponden al láser con los pulsos más cortos y más energéticos mostrados en las Figuras 26 y 27. En la dirección vertical (a lo largo del eje "c" del cristal) obtuvimos $M_y^2 = 3.15 \pm 0.2$ y en la dirección horizontal $M_x^2 = 2.9 \pm 0.1$. Esta es una muy buena medida, considerando que la cavidad consiste en dos espejos planos, lo que significa que está al límite de la inestabilidad. A modo comparativo, medimos la calidad espacial de un láser con las mismas características y configuración experimental del mostrado en la Figura 28a) pero con los siguientes cambios: el cristal de Cr:YAG ahora tiene una transmitancia inicial de 65% , el espejo de entrada ahora tiene un radio de curvatura de ~ 0.5 mts (HR@1.047 μm / AR@798 nm) y el espejo acoplador tiene un radio de curvatura de ~ 1 metro con baja reflectancia ($\sim 58\%$) a 1.047 μm . Los

resultados se muestran en la Figura 28b). En la dirección vertical obtuvimos $M_y^2 = 3.42 \pm 0.5$ y en la dirección horizontal $M_x^2 = 2 \pm 0.2$.

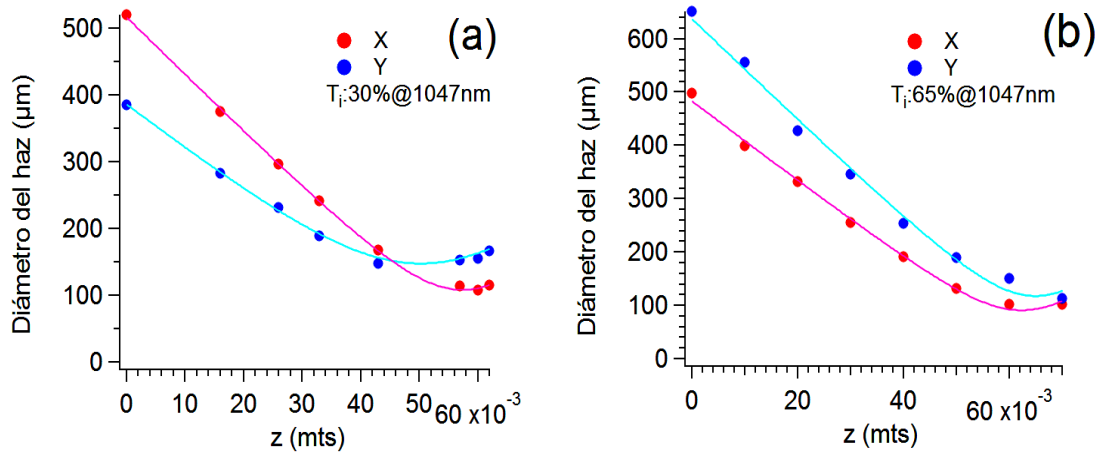


Figura 28. Caracterización espacial de dos láseres pulsados: Diámetro del haz en función de la distancia de propagación. **a)** Cavity de dos espejos planos; Cr:YAG con transmitancia inicial de 30%; **b)** Cavity de dos espejos cóncavos; Cr:YAG con transmitancia inicial de 65%. Los círculos representan los datos experimentales, las líneas continuas representan el ajuste a la ecuación (27).

4.2.2. Generación eficiente de procesos no lineales en cascada: ondas copropagantes

Finalmente, para verificar la funcionalidad de nuestro láser y antes de iniciar experimentos en procesos paramétricos de ondas contrapropagantes, presentamos un ejemplo de su uso en aplicaciones más comunes, como es OPG de ondas copropagantes, y el caso de procesos no lineales en cascada generados en un único cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado (APPLN, por sus siglas en inglés).

Utilizando el procedimiento descrito por Robles-Agudo y Cudney (2011), el cristal APPLN se diseñó para producir simultáneamente la generación óptica paramétrica ($1.047\ \mu\text{m} \rightarrow 1.46\ \mu\text{m} + 3.69\ \mu\text{m}$) y la generación de suma de frecuencias entre el bombeo y la señal producida por procesos paramétricos ($1.047\ \mu\text{m} + 1.46\ \mu\text{m} \rightarrow 610\ \text{nm}$). La técnica de *electrical poling* empleada así como el proceso fotolitográfico para crear la mascarilla necesaria que define las regiones de dominios a invertir, se describen en detalle en Cudney et al (2002). Las dimensiones del cristal APPLN fueron 20 mm X 20 mm X 0.5 mm.

La Figura 29 muestra la configuración experimental utilizada para generar y detectar los pulsos a 610 nm producidos con nuestro láser y nuestro cristal APPLN. La energía por pulso del haz incidente en el cristal APPLN estaba controlada por una placa $\lambda/2$ y un polarizador Glan-Thompson. Como el cristal APPLN tiene sólo 500 μm de grosor, fue necesario utilizar un bombeo con una sección transversal elíptica para poder enviar todo el haz a través del cristal sin exceder la fluencia de daño. Esto se logró enviando los pulsos a través de la combinación de una lente esférica ($f = 170\text{mm}$) y una lente cilíndrica ($f = 150\text{mm}$), con la cual obtuvimos un haz de forma ovalada de aproximadamente 0.25 mm X 1 mm, FWHM, que tiene un área de $\approx 2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$. Incluso utilizando toda la energía por pulso ($\sim 2.2 \text{ mJ}$), la fluencia es $\sim 1 \text{ J / cm}^2$, que es menor al umbral de daño del cristal. Se utilizaron filtros dicróicos para separar al bombeo remanente, así como la señal, idler y otras longitudes de onda que no fueron detectadas por falta de filtros y espectroscopio en el infrarrojo medio; la energía por pulso a 610 nm se midió con un detector piroeléctrico (Thorlabs, ES111C).

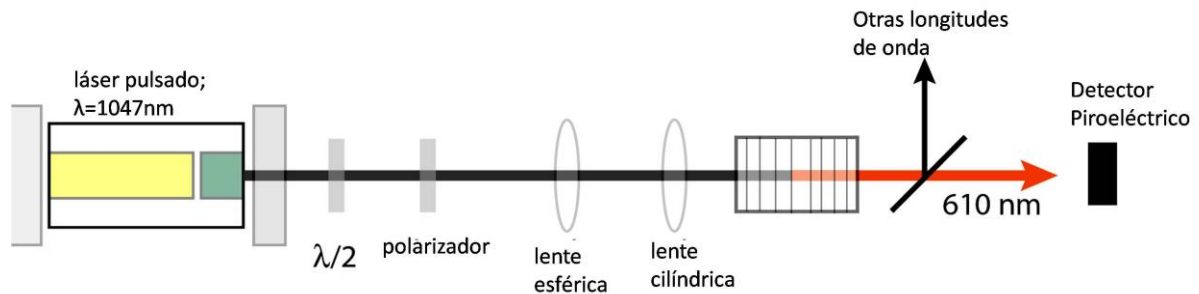


Figura 29. Configuración experimental para la generación y detección de pulsos cortos de 610 nm a través de interacciones no lineales en cascada en APPLN.

Los resultados se muestran en la Figura 30. La Figura 30a) muestra el espectro medido obtenido; obtuvimos un pulso a 610.7 nm, muy cerca de la longitud de onda de diseñada a 610 nm. La Figura 30b) muestra la energía de los pulsos de 610 nm en función de la energía de los pulsos de bombeo. Obtuvimos una eficiencia de conversión de más del 11%, que es alta teniendo en cuenta que los pulsos se produjeron con dos interacciones no lineales en cascada en un solo paso a través del cristal. No se requirió introducir el cristal APPLN en una cavidad de dos espejos para obtener retroalimentación (oscilación paramétrica óptica) debido a la alta intensidad pico de los pulsos de bombeo de 750 ps.

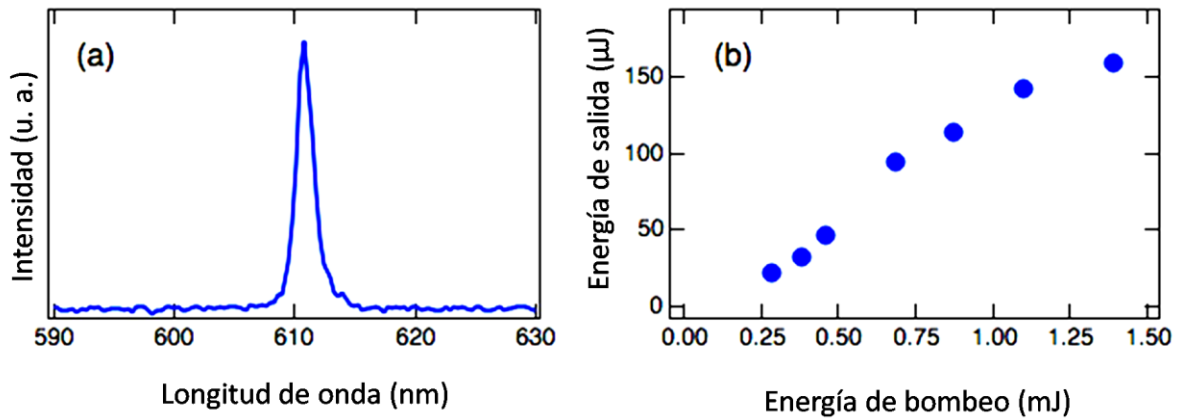


Figura 30. Generación de pulsos de 610 nm mediante interacciones no lineales en cascada. **a)** Espectro de los pulsos; **b)** Energía del pulso de 610 nm en función de la energía de bombeo.

4.3. Conclusiones

Presentamos un láser compacto que emite a una longitud de onda de 1.047 μ m basado en *Q-switch* pasivo y bombeado por diodo que puede emitir pulsos con duración menor a un nanosegundo, más de 2.3 mJ de energía por pulso y potencias pico superiores a 3 MW. El alto valor de energía y la corta duración del pulso se deben en parte al uso de Nd:YLF como medio de ganancia, ya que el tiempo de vida del nivel superior de la transición es grande, lo que permite que se almacene más energía en el cristal. Al utilizar absorbedores saturables de Cr:YAG con diferentes valores de transmitancia inicial, podemos variar el ancho del pulso de 6.8 ns a 750 ps. También presentamos un modelo simple que predice bastante bien el ancho temporal del pulso y la potencia de bombeo requerida para obtener los pulsos en función de la longitud de la cavidad, la reflectancia del espejo acoplador y la transmitancia inicial del absorbedor saturable. La energía por pulso que medimos sigue la tendencia predicha por el modelo: a menor transmitancia inicial, mayor será la energía por pulso y mayor será la potencia del bombeo requerida; sin embargo, la energía medida es más de 3 veces menor de lo que se predice. En parte esto se debe a una de las suposiciones del modelo, a saber: el modo de bombeo y el modo de cavidad están perfectamente superpuestos en un cilindro de radio w , lo que es una simplificación burda. Finalmente, utilizamos este láser para producir interacciones no lineales en cascada en un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado, obteniendo pulsos cortos de más de 150 μ s a 610 nm.

Este láser tiene todos los requisitos discutidos en los capítulos anteriores para poder obtener generación óptica paramétrica de ondas contrapropagantes y oscilación óptica paramétrica sin espejos.

Capítulo 5. Experimentos en MgO:PPLN

5.1. Introducción

A lo largo de esta tesis, he desarrollado modelos numéricos e infraestructura experimental, como el láser descrito en el capítulo anterior, para poder predecir y detectar interacciones de ondas contrapropagantes en medios no lineales (PPLN y PPLT), en particular, oscilación óptica paramétrica sin espejos. Este capítulo describe los experimentos realizados para buscar estos efectos.

5.1.1. Propiedades del cristal MgO:PPLN utilizado en los experimentos

Aunque nuestro grupo de investigación tiene la capacidad de fabricar cristales PPLN con periodos pequeños alrededor de $8\ \mu\text{m}$ y $500\ \mu\text{m}$ de grosor, el salto de este valor a los $\sim 5\ \mu\text{m}$ requeridos para observar MOPO no es trivial, especialmente cuando la calidad de la inversión de dominios es sumamente importante, como se explicó en los capítulos anteriores. Decidimos comprar un cristal de MgO:PPLN dopado al 5% con óxido de magnesio (MgO) disponible en el mercado (Covesion MSHG976-0.5-20) que se utiliza para obtener el segundo armónico de $976\ \text{nm}$ y por lo mismo tiene depositadas películas antirreflejantes a $488\ \text{nm}$ y $976\ \text{nm}$. Este cristal tiene 5 rejillas con diferentes periodos: 5.17 , 5.20 , 5.23 , 5.26 y $5.29\ \mu\text{m}$ con un *duty-cycle* promedio dado por el fabricante de $\sim 70:30$. Cada rejilla tiene una longitud de $20\ \text{mm}$ y una apertura de $0.5 \times 0.5\ \text{mm}^2$. El cristal de MgO:PPLN con geometría rectangular ya viene colocado en un sustrato metálico y, para su protección tiene una cubierta de vidrio, como se muestra en la Figura 31.

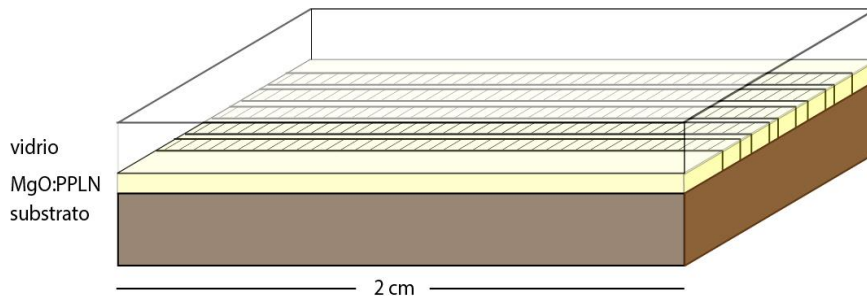


Figura 31. Cristal de MgO:PPLN con cinco rejillas de distintos periodos: 5.17 , 5.20 , 5.23 , 5.26 y $5.29\ \mu\text{m}$.

La principal ventaja por la que usualmente se elige niobato de litio dopado con óxido de magnesio en comparación con niobato de litio congruente (sin dopar) es que el primero presenta un menor daño fotorrefractivo causado por corrientes fotogalvánicas a lo largo del eje “c” del cristal, y lo hace muy adecuado para desarrollar convertidores de frecuencia. Sin embargo, recientes investigaciones (Schwesyg, et.al., 2011) reportan cualitativa y cuantitativamente la presencia de daño fotorrefractivo en MgO:PPLN dopado al 5% al iluminar el cristal con un láser verde CW a intensidades a partir de los $100\text{mW}/\text{cm}^2$ debido al efecto piroeléctrico, el cual genera un campo eléctrico que induce un cambio en el índice de refracción de manera similar a como lo hace un campo eléctrico externo, y es dependiente de un gradiente de temperatura en el cristal. Al calentar el cristal, ya sea antes o durante la iluminación, observaron una fuerte distorsión de la calidad espacial del haz óptico, además, en el espectro del infrarrojo estos efectos fueron más pronunciados debido a la presencia de absorción. De lo anterior, para minimizar el daño fotorrefractivo en MgO:PPLN se recomienda poner en corto circuito al cristal y/o hacer incidir luz UV para aumentar su conductividad y así evitar que se formen campos eléctricos - debidos tanto por el efecto piroeléctrico como el fotogalvánico - que distorsionen a los haces que se propagan por el cristal. También ayuda mucho que el cristal periódicamente polarizado tenga un *duty-cycle* promedio de $\sim 50\%$, ya que de esta manera tanto las corrientes fotogalvánicas como piroeléctricas se cancelan entre un dominio y otro.

Por otro lado, tanto el niobato de litio congruente como el dopado presentan coeficientes no lineales y electroópticos similares, así como similares espectros de absorción. El dopaje también cambia ligeramente la ecuación Sellmeier del medio. La Figura 32 muestra el índice de refracción de LiNbO_3 congruente calculado utilizando la ecuación de Sellmeier (Jundt, 1997), así como el índice de refracción de $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (Gayer et.al., 2008). Como puede verse, los índices de refracción son muy similares, como se esperaba; sin embargo, las pequeñas diferencias pueden ser suficientes para desplazar hacia un valor menor la longitud de onda de la señal en un 0.34% y del *idler* en un 0.27%. Además, los cálculos descritos en el Capítulo 3 se realizaron suponiendo una longitud de onda de bombeo de $1.064\ \mu\text{m}$, pero el láser que utilizamos en nuestros experimentos emite a $1.047\ \mu\text{m}$.

Calculamos las nuevas longitudes de onda de la señal y *idler* que deben obtenerse con cuasiempatamiento de fases de quinto orden para una longitud de onda de bombeo de $1.047\ \mu\text{m}$; estos se muestran en la Tabla 2. Como puede verse, las longitudes de onda del *idler* están $\sim 0.04 - 0.14\ \mu\text{m}$ por debajo de la longitud de onda del *idler* de $4.5\ \mu\text{m}$ que supusimos anteriormente con un valor de absorción de $\sim 0.28\ \text{cm}^{-1}$. Para el caso de un *idler* de $4.4\ \mu\text{m}$ el valor es de $\sim 0.2\ \text{cm}^{-1}$, para $4\ \mu\text{m}$ es de $\sim 0.1\ \text{cm}^{-1}$ y para $3.8\ \mu\text{m}$ es de $\sim 0.03\ \text{cm}^{-1}$ (Leidinger et al., 2015).

Aunque las conclusiones derivadas de los capítulos anteriores son esencialmente las mismas al tener un desplazamiento tan pequeño en las longitudes de onda, en el caso particular del *idler* tendremos la ventaja de tener menor absorción.

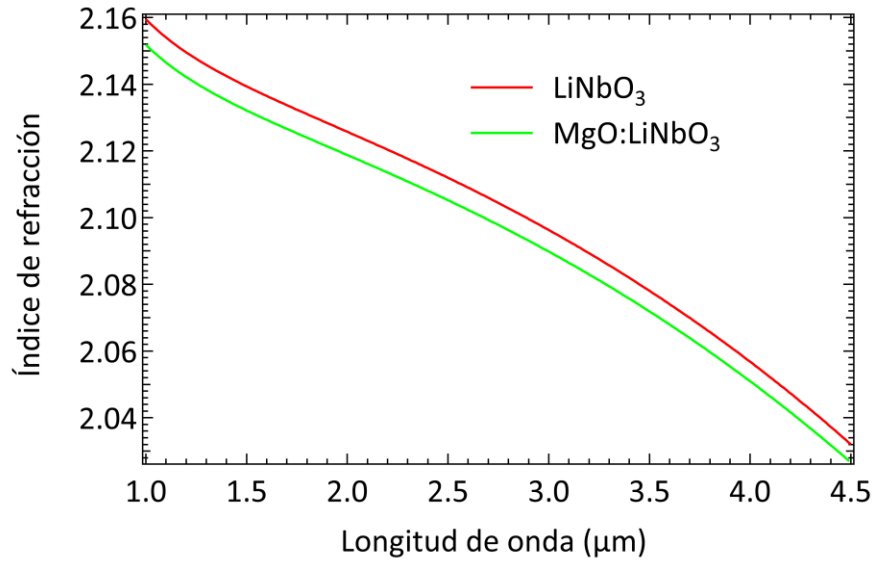


Figura 32. Índice de refracción extraordinario vs longitud de onda para LiNbO_3 congruente y MgO:LiNbO_3 . $T=25^\circ\text{C}$.

Tabla 2. Longitudes de onda esperadas, señal y *idler*, para cinco diferentes periodos en un cristal MgO: PPLN . $T= 25^\circ\text{C}$.

| #Rejilla | # 1 | # 2 | # 3 | # 4 | # 5 |
|-------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| L (μm) | 5.17 | 5.20 | 5.23 | 5.26 | 5.29 |
| λ_i (μm) | 4.368 | 4.393 | 4.417 | 4.441 | 4.465 |
| λ_s (μm) | 1.377 | 1.374 | 1.372 | 1.370 | 1.368 |

Los cálculos realizados en el Capítulo 3 suponen un haz de bombeo donde la intensidad se distribuye uniformemente en un círculo con un radio de $50 \mu\text{m}$. La energía máxima por pulso con la que se puede bombear el cristal sin dañarlo, suponiendo un umbral de daño de 3 J/cm^2 , es de alrededor de $230 \mu\text{J}$. El radio de $50 \mu\text{m}$ se supuso en parte porque no creíamos que pudiéramos obtener un láser de 1 ns que emitiera más de $500 \mu\text{J}$. Sin embargo, el láser descrito en el Capítulo 4 es capaz de proporcionar

~ 2 mJ por pulso, lo que definitivamente dañaría el cristal si se enfoca a ese radio. Para poder utilizar toda su energía, se debe aumentar el área de las secciones transversales de estos pulsos.

En lugar de utilizar un haz de bombeo con una sección transversal circular, utilizamos un haz de bombeo con forma elíptica. Esto se logró enfocando el haz en el cristal con una lente esférica con distancia focal de 250 mm, y una lente cilíndrica, con una distancia focal de 100 mm, como se muestra en la Figura 33. Las distancias d_1 y d_2 entre las lentes y el centro del cristal PPLN se ajustaron de tal manera que a lo largo del eje c , el semiancho del haz enfocado varía desde $a_1 \approx 0.05\text{mm}$ hasta $a_2 \approx 0.1\text{mm}$ y perpendicular a esta dirección el semiancho varía desde $b_1 \approx 0.4\text{mm}$ hasta $b_2 \approx 0.28\text{mm}$. Lo que significa que la energía máxima por pulso que se puede usar para una área de la elipse de $\pi a_1 b_1$ es de $E_{1\text{max}} \approx 1.9\text{mJ}$ y para una área de la elipse de $\pi a_2 b_2$ es de $E_{2\text{max}} \approx 2.6\text{mJ}$.

El diámetro $2w$ del haz a la entrada de la primera lente es de $\sim 1.6 - 2$ mm ($1/e^2$). La fluencia de daño se sigue considerando con un valor de 3 J/cm^2 .

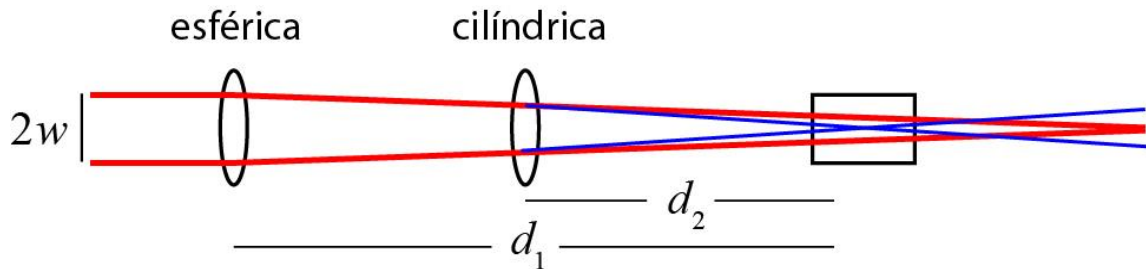


Figura 33. Enfocamiento anamórfico del haz de bombeo en el cristal MgO:PPLN.

Una vez elegidas las lentes apropiadas para que la fluencia no excediera el umbral de daño, se iniciaron experimentos preliminares.

5.2. Configuraciones experimentales

5.2.1. Configuración experimental: búsqueda de OPG y MOPO

Nuestro primer conjunto de experimentos consistió en tratar de obtener OPG y, con suerte, MOPO en una o en varias de las rejillas de la muestra MgO:PPLN.

Utilizamos la configuración que se muestra en la Figura 34. El láser de bombeo es esencialmente el descrito en el Capítulo 4 con la ligera modificación en el ancho temporal de los pulsos ~ 1 ns FWHM. Los pulsos del bombeo se envían a través de una placa $\lambda/2$ y un polarizador Glan-Thompson para controlar su energía y luego se enfocan en el cristal de MgO:PPLN con el par de lentes descrito anteriormente.

Para detectar la señal, se utilizaron dos métodos. Un divisor de haz dicróico separa el haz de salida del cristal en dos partes, una con longitudes de onda superiores a 950 nm y otra con longitudes de onda inferiores a este valor. Ambos se envían a dos espectrómetros acoplados a fibra, uno que puede detectar entre 400 y 900 nm con una resolución de aproximadamente 0.5 nm y otro que puede detectar entre 900 nm y 1.8 μm , con una resolución de aproximadamente 4 nm. Este último espectrómetro se usa para detectar directamente la señal ~ 1.37 μm que viaja copropagante al bombeo, y el primer espectrómetro se usa para detectar un haz que pueda surgir de la generación por suma de frecuencias entre el bombeo y la señal (~ 593 nm).

Finalmente, otro filtro dicróico se coloca antes del par de lentes de enfoque. Este se utiliza para separar el *idler* que viaja contrapropagante tanto al bombeo como a la señal y para detectar cualitativamente su presencia con una tarjeta de visualización de cristal líquido con sensibilidad de 1.5 a 13.2 μm a temperatura ambiente, 22° C (Thorlabs VRC6S).

En el primer conjunto de experimentos, por precaución, la energía por pulso no excedió 1 mJ y la tasa de repetición máxima fue de 10 Hz. Buscamos OPG en las rejillas #3, #4 y #5 del cristal (ver Tabla 2). A ese valor no pudimos detectar OPG con esta disposición experimental; desafortunadamente, vimos señales de que el cristal estaba siendo dañado, por lo que estos experimentos se detuvieron. Lo más probable es que la falta de una señal OPG detectable se debiera a imperfecciones del cristal, a un *duty-cycle* lejos del ideal del 50%, a fluctuaciones de los anchos de los dominios, o a ambos, lo que va a producir una disminución de la magnitud de la no linealidad efectiva del cristal, como se discutió en el Capítulo 3.

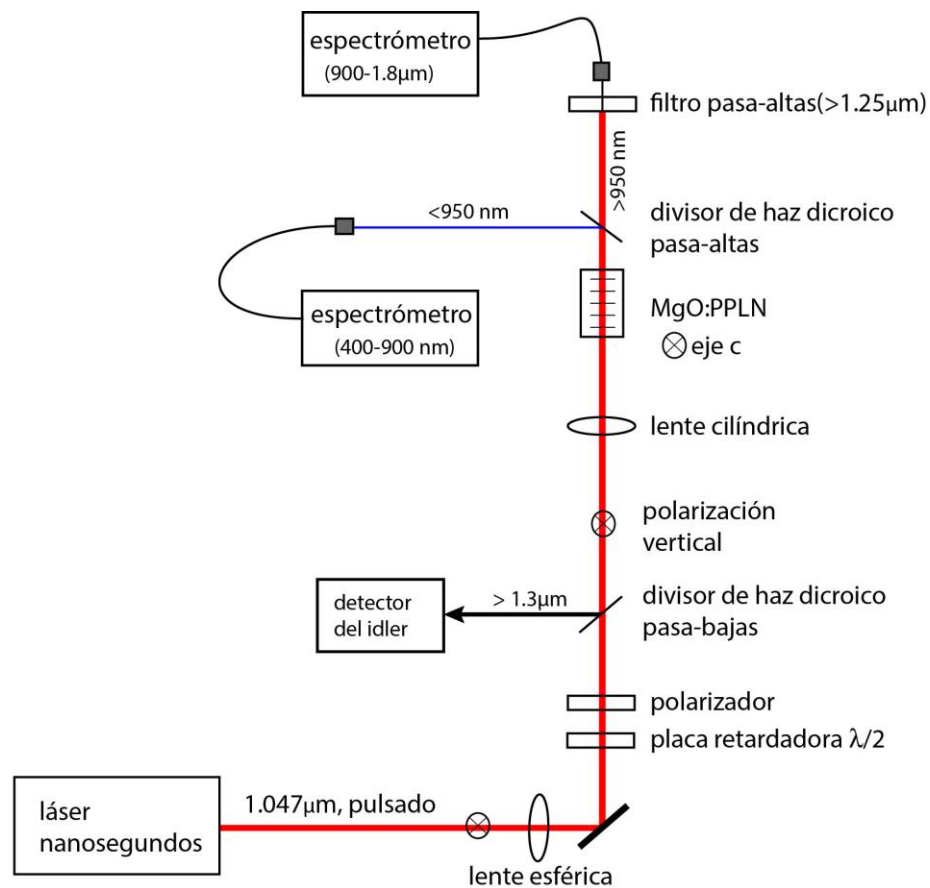


Figura 34. Arreglo experimental utilizado para detectar OPG y MOPO.

A energías por pulso menores a 1 mJ, en las rejillas #3, #4 y #5 del cristal, tampoco se detectó esparcimiento por Raman estimulado. En cuanto a empatamiento de fases de armónicos de mayor orden debido a fluctuaciones en el ancho de los dominios sólo fue visible la presencia del SHG del bombeo el cual no llega a producir agotamiento del mismo. También se visualizó desde el primer arreglo experimental la rápida aparición de puntos locales de alta intensidad en las superficies del cristal que conllevan muy rápido a múltiples reflexiones internas del SHG que no nos permiten subir la energía del pulso de bombeo para evitar dañar al cristal. El valor de umbral de daño es mucho menor al valor que fijamos en esta tesis de 3 J/cm^2 , nos hace pensar que posiblemente existan impurezas en el cristal, que podría haber un mal pulido de sus caras o inhomogeneidades de las películas antireflejantes.

5.2.2. Configuración experimental: búsqueda de amplificación óptica paramétrica de una señal semillada

En principio, debería ser más fácil obtener amplificación óptica paramétrica de una señal o de un *idler* semillados; esto se debe a que la ganancia requerida para obtener una amplificación medible de una señal semillada debe ser mucho menor que la requerida para obtener MOPO. Usando el mismo modelo numérico descrito en el Capítulo 3, calculamos la ganancia (energía de salida / energía de entrada) que se puede obtener para una señal semillada para diferentes condiciones de enfocamiento. La Figura 35 muestra la ganancia ideal en función de la energía del pulso de bombeo, suponiendo un ancho del pulso de 1.2 ns y un cristal de 2 cm de longitud. Por ideal nos referimos a un cristal perfecto: *duty-cycle* promedio del 50% y sin fluctuaciones en el ancho de los dominios ($\sigma = 0$). Para mantener congruencia con los cálculos que se muestran en el Capítulo 3, en la Figura 35a) mostramos los resultados obtenidos suponiendo un radio de haz de bombeo de $50 \mu\text{m}$, y en la Figura 35b) mostramos los resultados suponiendo un haz con una sección transversal elíptica de $6.2 \times 10^{-4} \text{cm}^2$.

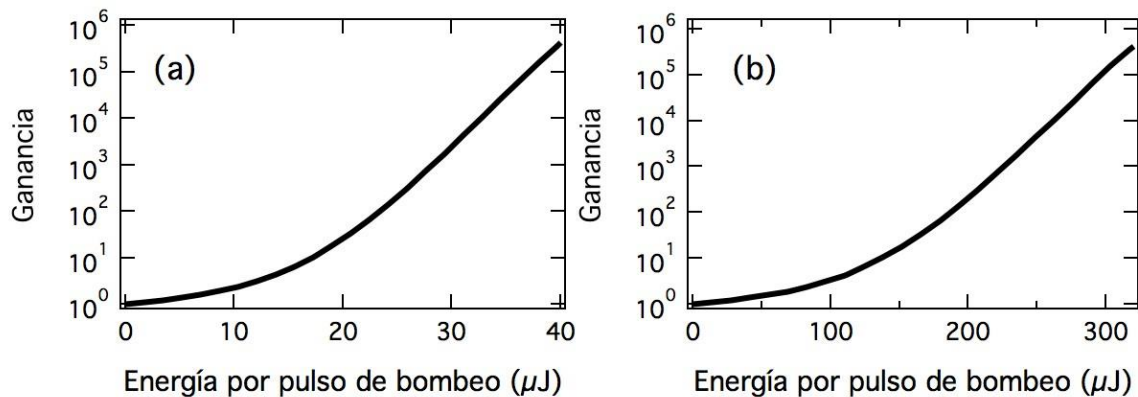


Figura 35. Ganancia vs. energía por pulso de bombeo. **a)** $w = 50 \mu\text{m}$; **b)** elíptica ($50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$)

La Figura 36 muestra los mismos cálculos, pero ahora se consideran tanto las fluctuaciones en el ancho del dominio como un cambio en la sintonización de la longitud de onda de la semilla respecto a la longitud de onda ideal obtenida por cuasiempatamiento de fases. Para estos cálculos, suponemos una energía de pulso de bombeo que corresponda a un 80% del máximo valor que el cristal puede soportar. Vemos que la longitud de onda de la semilla de la señal debe coincidir extremadamente bien con la longitud de onda señal diseñada para cada rejilla, dentro de un rango menor a 0.02 nm, para obtener una ganancia apreciable para grandes fluctuaciones de ancho de dominio ($> 400 \text{nm}$). Afortunadamente,

estos cálculos son muy conservadores, ya que no toman en cuenta el ancho de banda finito del pulso de bombeo ni las interacciones no colineales; ambos aumentarían el ancho de banda de aceptación.

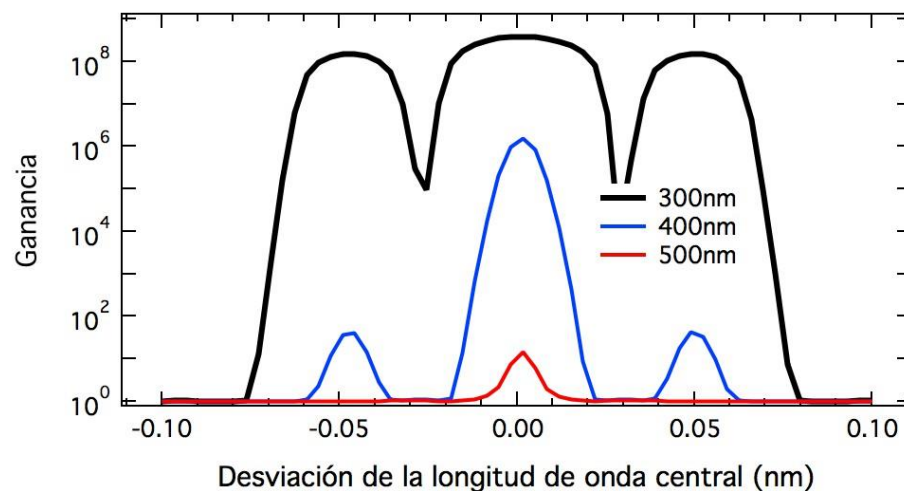


Figura 36. Ganancia vs. desviación de la longitud de onda señal para diferentes fluctuaciones del ancho de los dominios con valores de desviación estándar de 300, 400 y 500 nm. Fluencia: $0.8 \times$ fluencia de daño del cristal. $\tau = 1.2$ ns, $L = 2$ cm.

Como la semilla de la señal utilizamos un diodo de 2W (Thorlabs L1370G1) que nominalmente emite a una longitud de onda ~ 1.37 μm . En la Figura 37a) incluimos un ejemplo del espectro proporcionado por Thorlabs, que se obtuvo con un espectrómetro de alta resolución y en la Figura 37b) incluimos el espectro tomado por nosotros con un espectroscopio casero tipo Czerny-Turner que se encuentra en desarrollo en el laboratorio y cuya resolución es de ~ 0.5 nm.

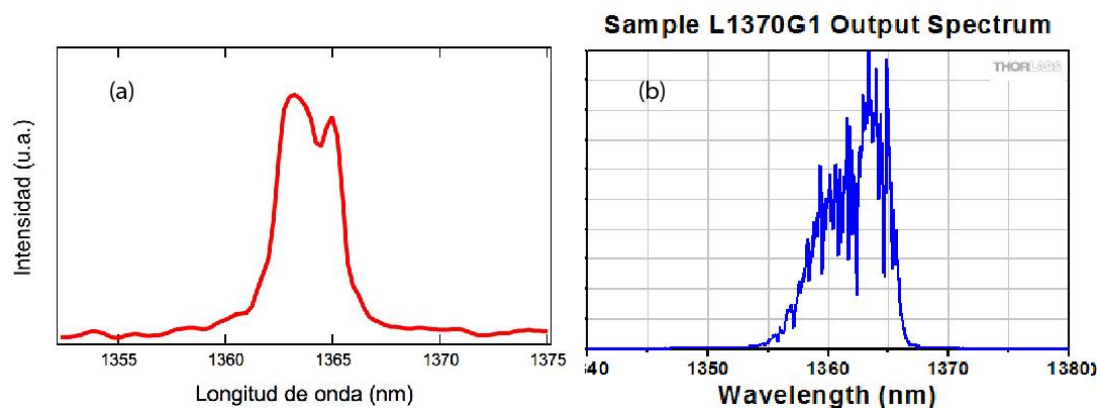


Figura 37. Espectros correspondientes al diodo utilizado como semilla (Thorlabs L1370G). **a)** Espectro obtenido con el espectrómetro casero ($T=24^\circ\text{C}$, $I = 1$ Amper); **b)** Espectro proporcionado por el fabricante ($T=20^\circ\text{C}$, corriente desconocida).

Como se aprecia, el espectro del diodo no alcanza la longitud de onda requerida $\sim 1.37 \mu\text{m}$, por lo que teníamos que forzarlo de alguna manera a emitir a esta longitud de onda. Una manera es retroalimentando al diodo la longitud de onda deseada, en otras palabras, introducir el diodo dentro de una cavidad sintonizable. Para ello, colocamos el diodo dentro de una cavidad Littman-Metcalf (Littman y Metcalf., 1978), como se muestra en la Figura 38. La salida de este láser no está colimada y es altamente asimétrica. Esto fue utilizado a nuestro favor.

Se usó una lente esférica ($f = 6 \text{ mm}$) para colimar el haz, produciendo una línea de aproximadamente 7 mm de largo y 1.7 mm de grosor, que se dirigió hacia una rejilla de difracción (600 líneas / mm , 25 mm de largo, “blaze” para 1250 nm). El orden -1 de esta rejilla se dirigió hacia un espejo que está alineado para enviar nuevamente este orden a la rejilla y proporcionar retroalimentación. Mediante el control de giro horizontal de este espejo se cambia la longitud de onda que regresa a la cavidad; así es como se logra la sintonización de la longitud de onda. El haz difractado que corresponde al orden cero (reflexión) se utilizó como semilla.

La configuración Littman-Metcalf tiene la ventaja de que no cambia la dirección de propagación del haz de salida mientras el diodo láser está sintonizado y también que el ancho de banda del haz de salida es angosto ($\sim 1 \text{ nm}$, FWHM) debido a su doble paso a través de la rejilla.

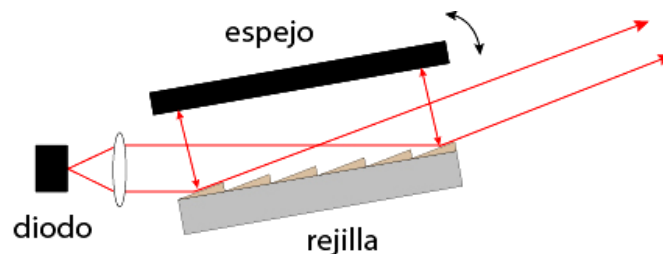


Figura 38. Diodo semilla sintonizable

En la Figura 39 se muestran los resultados de los espectros obtenidos con el diodo semilla sintonizable, detectados con el espectrómetro casero tipo Czerny-Turner. La Figura 39a) muestra cuatro diferentes longitudes de onda centrales sintonizadas con sus respectivos espectros tomados a una corriente fija de 1 Amper . Como se puede apreciar, los picos de los espectros sintonizados (verde, azul y rojo) que se encuentran dentro del ancho de banda original del diodo láser están perfectamente definidos y angostos. En cambio al querer sintonizar fuera del ancho de banda original del diodo el espectro se desdobra (negro).

La Figura 39b) muestra dos espectros a diferentes corrientes de bombeo, 1 Amper y 2.45 amperes. Se observa que los picos de los espectros se mantienen a la longitud de onda sintonizada y se ensanchan a medida que aumenta la corriente y también se desdoblaman a medida que la longitud de onda sintonizada se sale del ancho de banda original del diodo.

La fuente de corriente del diodo está limitada a un máximo de 2.45 amperes; a este valor máximo de corriente se logra alcanzar la longitud de onda buscada $\sim 1.370 \mu\text{m}$. Dado que el espectro se ensancha nos ayuda para poder bombear muy bien a las rejillas #4, #5. Sin embargo, aún no se alcanza la longitud de onda señal necesaria para las rejillas #1, #2 y #3.

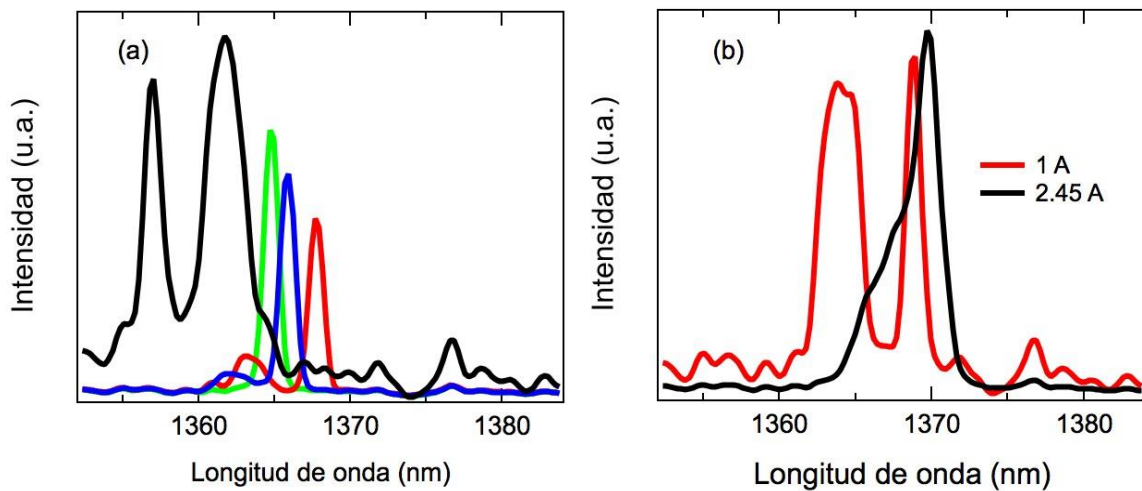


Figura 39. Espectros resultantes de la sintonización del diodo semilla para diferentes longitudes de onda. a) Corriente del diodo fija a 1 Amper. b) Corriente del diodo variable: 1 amper y 2.45 amper (máximo).

Para resolver el problema de poder maximizar la sintonización aún más, el diodo se adaptó a una gruesa montura metálica que permite controlar la temperatura para ajustar el espectro de emisión.

La Figura 40 muestra el espectro obtenido a 3 temperaturas diferentes una vez que se ha fijado el espejo de sintonización de la cavidad Littman-Metcalf a su valor máximo de longitud de onda. Desafortunadamente, para esta adquisición ya no se dispuso del espectrómetro casero por problemas técnicos, por lo que los espectros fueron tomados con el espectrómetro infrarrojo que tiene una resolución de 4 nm.

En la Fig. 40a) mostramos los valores obtenidos del espectrómetro. El pico se desplaza hacia longitudes de onda más largas a medida que aumenta la temperatura, pero el ancho y la intensidad máxima disminuyen. La Figura 40b) muestra los mismos datos pero normalizados al máximo de cada curva.

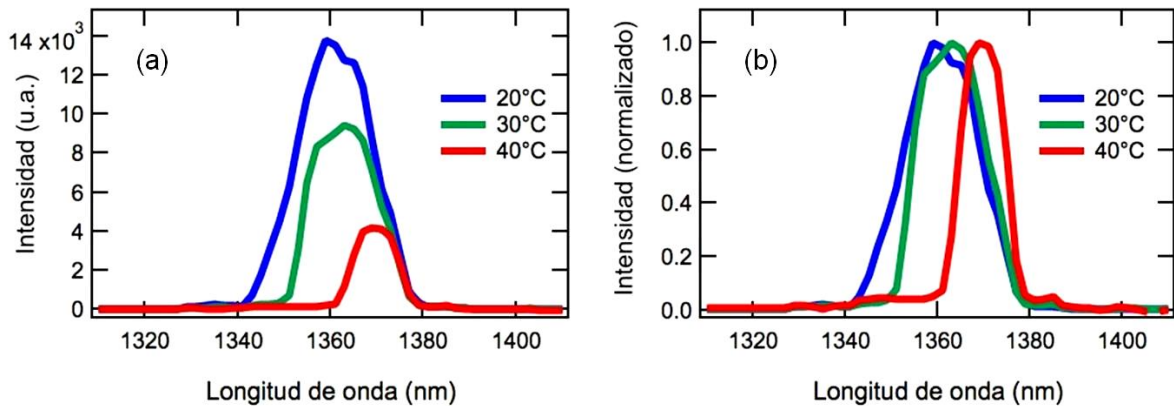


Figura 40. Espectros emitidos por el diodo L1370G1 a tres temperaturas diferentes: 20°C, 30°C y 40°C. **a)** cuentas vs. longitud de onda; **b)** espectro normalizado.

La configuración original se modificó para introducir la semilla de la señal, como se muestra en la Figura 41. La semilla de la señal se mezcla con los pulsos del bombeo a través del primer divisor de haz dicróico (HT 1.047 μm y HR a 1.370 μm). La semilla de la señal de onda continua y los pulsos del bombeo se alinearon y enfocaron de tal modo que fueran colineales y sus secciones transversales superpuestas lo mejor posible dentro del cristal de MgO:PPLN para mejorar su interacción. En lugar de detectar la señal de salida con un espectrómetro infrarrojo como se mencionó anteriormente, se usó un fotodiodo de InGaAs (tiempo de subida < 1ns) para detectar la señal de 1.37 μm . Se tuvo cuidado de filtrar el bombeo remanente pasando el haz a través de varios filtros y divisores de haz, ver figura 41.

Parte de los pulsos que se reflejan por la placa retardadora $\lambda/2$ se detectan y se usan para “triggerear” un osciloscopio de 1 GHz, 20 giga-muestras/seg. La tasa de repetición del láser se fijó a 3 Hz.

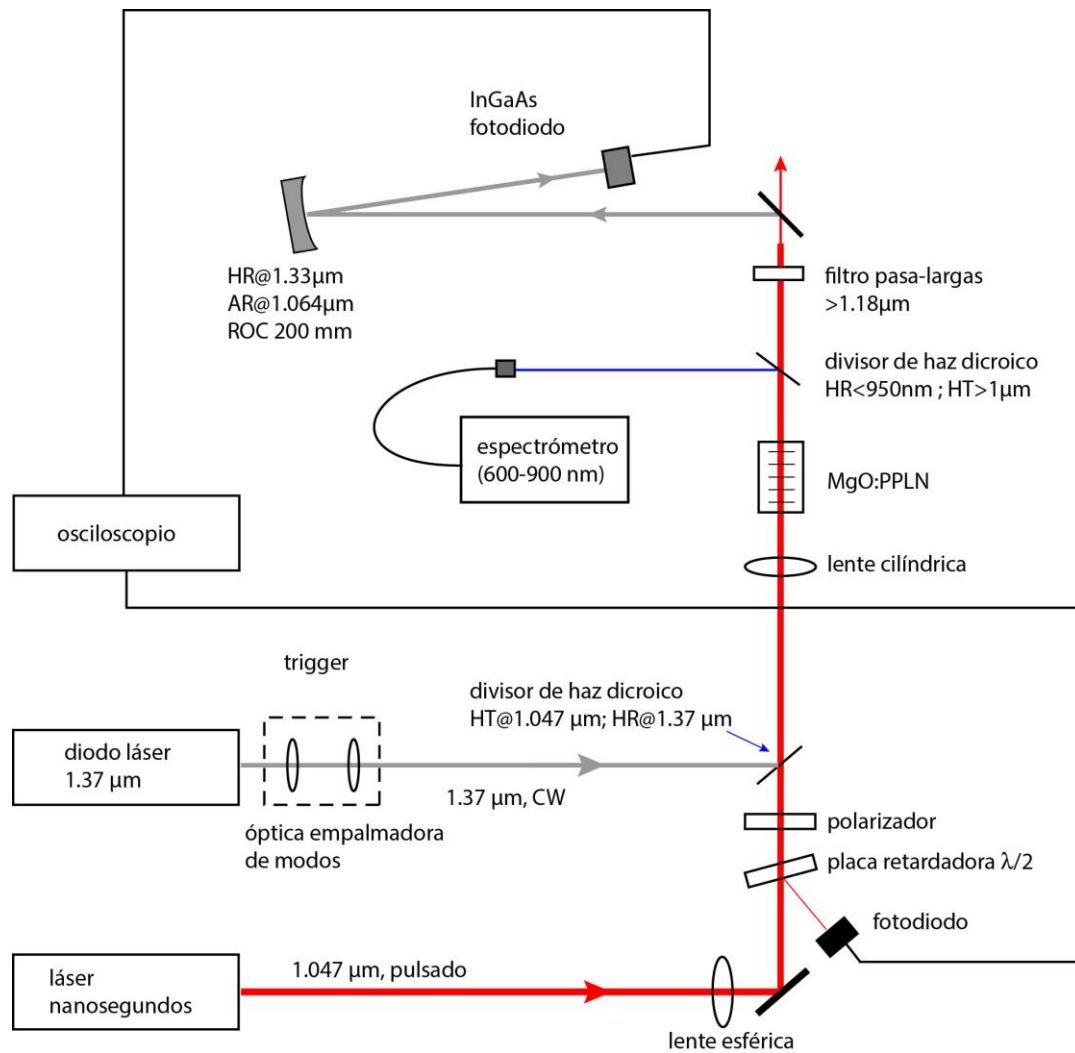


Figura 41. Configuración utilizada para detectar la amplificación óptica paramétrica de una señal semillada.

5.2.2.1. Resultados

Dos etapas de experimentos fueron realizados para cada una de las 5 rejillas del cristal MgO:PPLN. El diodo semilla sintonizable se fijó a una longitud de onda central alrededor de $1.37 \mu\text{m}$ con un $\Delta\lambda$ de unos 10 nm. A una corriente y temperatura fijas de 2.45 amperes y 40°C respectivamente.

En la primera etapa experimental, la señal se va a detectar con y sin semilla. Esperamos ver una salida plana, de intensidad cero cuando la semilla no está presente, y una salida plana de intensidad no nula cuando la semilla está presente pero con una "protuberancia" durante el tiempo en que está

presente el pulso de bombeo. La magnitud de esta protuberancia sería indicativa de la ganancia que experimenta la semilla de la señal.

En la segunda etapa experimental, el bombeo se bloquea y se observa si la "protuberancia" desaparece.

De las cinco rejillas, sólo en dos de ellas (rejilla #3 y rejilla #5) se cumplió con las dos etapas experimentales descritas arriba, pero sólo en la rejilla #3 se pudo hacer una corroboración exhaustiva de la "protuberancia" observada la cual fue creciendo a medida que se aumentaba la energía por pulso de bombeo hasta llegar a un máximo de 600 μJ , ya que el cristal presentó quemaduras en su superficie debido a la aparición de puntos locales de alta intensidad por SHG. En la rejilla #5 no se tuvo tiempo de inspeccionar a detalle la protuberancia por lo que no se presentan resultados. En rejillas restantes no se observó nada.

La Figura 42a) muestra los resultados obtenidos en la rejilla #3 con una energía de bombeo fija de $\sim 600 \mu\text{J}$, lo que implica una fluencia de $\sim 0.96 \text{ J/cm}^2$ para una sección transversal elíptica ($50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$). Se observó una ligera protuberancia, la cual fue creciendo y definiéndose a medida que se aumentaba la energía por pulso de bombeo hasta llegar a los 600 μJ , que es la curva roja mostrada en la Figura 42a). Esta protuberancia se observa cuando la semilla no está bloqueada y corresponde más o menos a la duración del bombeo. Esta "protuberancia" desaparece cuando la semilla se bloquea (en color verde) y el efecto es repetible, lo que nos lleva a creer que estamos viendo un cierto nivel de amplificación óptica paramétrica de la semilla.

La Figura 42b) muestra un zoom de las señales amplificadas obtenidas para dos diferentes energías de bombeo. El zoom nos permite ver ligeras variaciones inmediatamente después del pulso de bombeo; es notorio que este primer pulso crece con la energía de bombeo pero experimentalmente no desaparece al bloquear la semilla, lo que nos dice que no se trata de una posible ganancia "inicial". Respecto al pulso con un retraso de 11 ns con respecto al pulso de bombeo, la amplificación de la señal semillada con una energía de bombeo de $\sim 600 \mu\text{J}$ es de 1.1, y para una energía de bombeo de $\sim 350 \mu\text{J}$ es de 1.07.

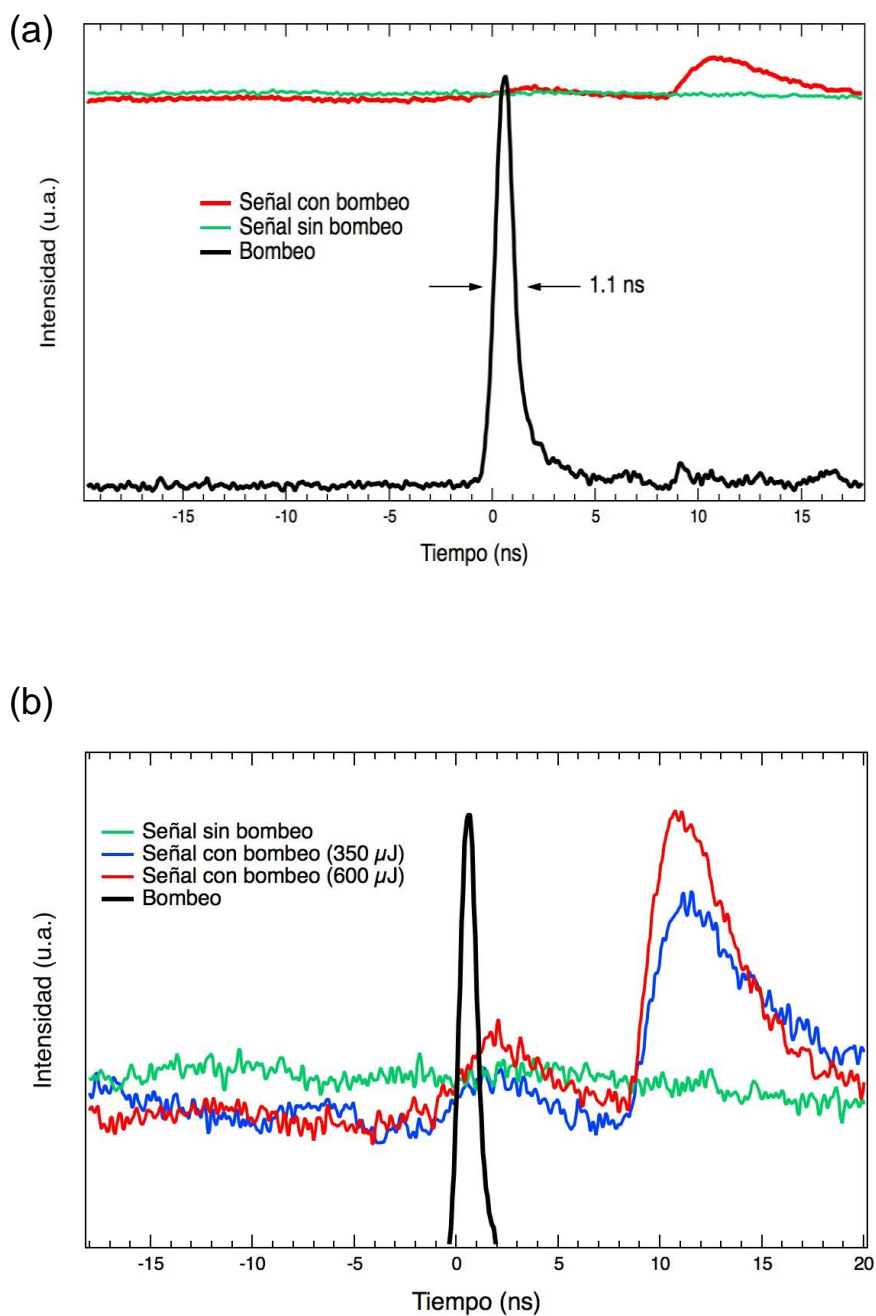


Figura 42. Ganancia de la señal semillada. Pulso de bombeo: $\lambda = 1.047\mu\text{m}$, 3 Hz, 1.1 ns (FWHM). **a)** Señales bombeo y OPA para una energía de bombeo de 600 μJ . **b)** Zoom de las señales bombeo y OPA para dos valores de energía de bombeo: 350 μJ y 600 μJ . Semilla de la señal: CW, $\lambda = 1.37\mu\text{m}$, $\Delta\lambda \sim 10\text{nm}$, $T = 40^\circ\text{C}$, 2.45 amperes.

Para estos experimentos no se cambió la longitud del láser sintonizable ya que no se tiene un monocromador con la resolución necesaria para poder saber exactamente cuántos nanómetros nos

desviamos de la longitud de onda central. Además estamos limitados por nuestra fuente de corriente para desplazar el ancho espectral de emisión del diodo semilla a longitudes de onda mayores a $1.37 \mu\text{m}$.

5.2.2.2. Discusión

En la Figura 42a) se observa una ganancia de la señal semillada que es repetible y cuantificable; sin embargo, no se sabe del todo cuál fue el origen del proceso. Esto es porque el pulso de la señal semilla amplificada está retardado alrededor de 11 segundos con respecto al máximo del pulso de bombeo, lo que equivale a un recorrido de la luz de aproximadamente 330 cm. Esta distancia no corresponde a la diferencia de caminos ópticos entre el lugar donde se detecta el pulso de bombeo y el lugar donde se detecta la señal, que es aproximadamente 70 cm. Los cables de BNC que conectan los detectores al osciloscopio tienen aproximadamente la misma longitud, por lo que el retraso no se debe a una diferencia de caminos de las señales eléctricas. Otro problema es que no se contó al momento de realizar los experimentos con el espectroscopio de alta resolución para detectar un cambio en el espectro de la semilla debido a una posible amplificación de una parte (espectral) de ésta; esto hubiera servido para poder discriminar entre diferentes teorías para la explicación de esta protuberancia.

Una explicación que se adecúa a ese camino óptico es la siguiente: El sistema ha sido minuciosamente bien alineado, así que de existir un pulso de señal amplificada, parte podría ser reflejada de regreso hacia el láser sintonizable, donde se amplificaría dentro del diodo y regresaría por de nuevo hacia el cristal y al detector InGaAs. El camino óptico que recorrería ese pulso en reflexión lo hemos medido y es de $\sim 322 \text{ cm}$, lo cual concuerda con el retraso observado de 11 nanosegundos.

Por supuesto, esta interpretación requiere de más pruebas experimentales que no se pudieron llevar a cabo; algunas de ellas son:

a) Tratar de detectar este pulso viajando en el sentido opuesto utilizando otro fotodiodo InGaAs, posiblemente midiendo lo que logre transmitirse a través de uno de los espejos utilizados (no reflejan el 100% de la luz a $1.37 \mu\text{m}$). Esto no se hizo por diversas razones, entre ellas el no contar con otro detector rápido sensible a esa longitud de onda. Otra manera sería cambiar el camino óptico hacia el diodo semilla y ver si el retraso del pulso observado también cambia.

b) Descartar otras posibles explicaciones, por ejemplo que esta "protuberancia" retardada estuviera provocada de alguna manera por un reflejo del pulso de bombeo que recorre de ida y vuelta el camino de la semilla. En principio, esto no debería pasar porque el divisor de haz dicróico entre el polarizador y la lente esférica no refleja apreciablemente a $1.047\mu\text{m}$. Aún suponiendo que parte del pulso de bombeo sí se refleja, lo poco que se refleja tiene que pasar por varios filtros que no dejan pasar esta longitud de onda, por lo que la protuberancia debería ser mayor a los 3 ns después del "trigger" - que es cuando llegaría al detector por primera vez - que a los 11 ns, donde estaría muy atenuado por más pasos a través de los filtros.

c) Buscar otras explicaciones que pudieran estar relacionadas con no linealidades diferentes provocadas por la alta intensidad del pulso de bombeo, por ejemplo esparcimiento Raman estimulado, conjugación de fase, mezcla de 4 ondas, etc. Hasta el momento no hemos encontrado una explicación convincente del fenómeno observado invocando estos procesos no lineales, pero faltaría ahondar más.

d) Determinar ya sea con un microscopio óptico o uno electrónico la calidad de la muestra utilizada. Si el *duty-cycle* es cercano a 60% (o 80%), o si las fluctuaciones del ancho de los dominios fuera muy grande, la no linealidad efectiva para procesos de quinto orden sería extremadamente baja.

e) Realizar con más detenimiento estos experimentos, haciendo las siguientes mejoras:

- Controlar mejor la longitud de onda y ancho espectral del diodo de semilla y volver a buscar su amplificación. La ganancia debería ser muy sensible a la longitud de onda de la semilla y, una vez que la longitud de onda adecuada para el cuasiempatamiento de fases se encuentre, la ganancia debería ser muy alta.

- Usar otras muestras de cristales, tanto de PPLN como de MgO:PPLN. Lo mejor sería producir nosotros mismos los cristales para tener un control de su *duty-cycle*, periodo, longitud, etc. Idealmente, se debería buscar este fenómeno con periodos adecuados para cuasiempatamiento de fases de tercer orden, alrededor de $3.2\mu\text{m}$.

Aunque nuestros resultados deben ser confirmados mediante un proceso experimental aún más minucioso, lo cierto es que, si se verifica que los datos presentados aquí son un fenómeno real, los resultados son muy motivantes. El hecho de utilizar un cristal comercial es todavía más alentador porque es muy factible en un futuro no muy lejano poder acceder a cristales con periodos más cortos que nos

permitan trabajar con cuasiempatamiento de fases de tercer orden, elevando así la probabilidad de obtener oscilación óptica paramétrica sin espejos.

5.3. Conclusiones

En conclusión, se detectó en el régimen de baja ganancia y sin agotamiento de bombeo, utilizando una rejilla dentro de un cristal MgO: PPLN de 2cm de longitud y periodicidad de $5.23 \mu\text{m}$ (rejilla #3, Tabla 2), una señal que aparentemente es el resultado de la amplificación de una onda señal semillada y centrada en una longitud de onda de alrededor de $1.37 \mu\text{m}$. Esto se logra con una energía por pulso del bombeo $\sim 600 \mu\text{J}$ (0.9 J/cm^2) y $\sim 1 \text{ ns}$ de duración.

También con algunos modelos numéricos sencillos y bajo condiciones ideales (QPM perfecto y *duty-cycle* del 50%) se ha encontrado que el proceso de amplificación de la semilla es más tolerante a fluctuaciones del ancho de los dominios con desviaciones estándar mayores a 400nm, pero a medida que aumenta la desviación estándar el proceso se vuelve más sensible a un desplazamiento en la longitud de onda ideal de la señal diseñada para el proceso paramétrico de ondas contrapropagantes y la ganancia decae dramáticamente.

El cristal adquirido muy posiblemente no posee la calidad y homogeneidad de dominios deseado para generar y detectar oscilación óptica paramétrica sin espejos (*duty-cycle* promedio alrededor de 70:30 y fluctuaciones desconocidas).

Se busca en un futuro desarrollar nuestros propios cristales, esto con la finalidad de poder caracterizar las fluctuaciones alrededor del *duty-cycle* promedio, un dato que no se da ni en las especificaciones de los cristales comerciales ni comunicándonos directamente con el vendedor para ubicar el lote de cristales, y que es de mucha importancia para el avance de esta investigación.

Capítulo 6. Conclusiones generales

Este último capítulo resume las aportaciones de este trabajo de tesis doctoral.

El tema central de este trabajo fue el estudio de factibilidad teórico-numérica y experimental de un oscilador óptico paramétrico sin espejos (MOPO) basado en interacciones de ondas contrapropagantes por mezcla de tres ondas, generadas por un mecanismo automático de retroalimentación distribuida en cristales ferroeléctricos PPLN y PPLT mediante la técnica de cuasiempatamiento de fases de tercer y quinto orden.

Primero se tomaron en cuenta los recursos existentes para poder determinar bajo qué condiciones se podría observar este fenómeno. Una de las limitantes más importantes es el periodo tan pequeño de la inversión de la polarización espontánea que se requiere, del orden de una micra, ya que no es trivial fabricar estructuras de calidad con periodos tan pequeños. Basándonos en la conservación de momento (condición de cuasiempatamiento de fases) que define esta interacción, se observa que para maximizar el periodo de los cristales periódicamente polarizados la longitud de onda de la onda contrapropagante (*idler*) debe ser mucho mayor al bombeo y la señal, y bajo esta condición el periodo para obtener cuasiempatamiento de primer orden es aproximadamente igual a la mitad de la longitud de onda del *idler* en el medio. Por otro lado, la región de transparencia del material limita la longitud de onda del *idler*. Los cristales de niobato y tantalato de litio son transparentes para longitudes de onda desde aproximadamente 400nm hasta 4.5 μm . Tomando esto en consideración, tomamos como longitud de onda del *idler* la máxima posible sin que experimentara absorción apreciable, $\lambda_{\text{idler}} = 4.5\mu\text{m}$, por lo que el periodo de la inversión de la polarización espontánea - tomando en consideración el índice de refracción del material - debe ser ligeramente mayor a 1 micra. No es posible hacer cristales de calidad con este periodo, por lo que la mayor parte de esta tesis se dedicó a estudiar las condiciones para obtener MOPO con cuasiempatamiento de fases de orden 5, que requiere cristales con periodos ligeramente mayores a 5 μm , los cuales sí se pueden fabricar. Del análisis en estado estacionario y de acuerdo a la fluencia de daño de los cristales se estimaron la energía y duración de los pulsos de la fuente de bombeo a utilizar.

También se presentó un modelo numérico que toma en cuenta otros efectos, sobre todo la evolución temporal de los pulsos y el requerimiento de que la ganancia fuera lo suficientemente alta como para que la señal y el *idler* alcanzaran una intensidad detectable dentro de la duración del pulso de bombeo, pero además también tomó en cuenta limitaciones reales que se presentan en la fabricación de

cristales PPLN y PPLT, tales como: umbral de daño, absorción en el *idler*, fluctuaciones de dominios y competencia con otros procesos no lineales, principalmente, esparcimiento Raman estimulado.

Encontramos que el principal desafío para lograr oscilación sin espejos en cristales con un espesor de 500 μm y 2 cm de longitud en PPLN y PPLT es producir cristales casi perfectos. El *duty-cycle* promedio por tanto debe estar muy cerca del valor ideal del 50% y alrededor de este valor las fluctuaciones del ancho del dominio deben ser mínimas. Si las fluctuaciones son grandes, el umbral de energía del bombeo aumenta a un valor en el que tanto el daño al cristal como el agotamiento del bombeo por esparcimiento Raman estimulado son importantes.

Con cuasiempatamiento de fases de quinto orden (periodo $\Lambda \sim 5.32 \mu\text{m}$) se descartó el uso de PPLT como un candidato para obtener MOPO ya que la energía por pulso requerida está muy cerca de la energía umbral de daño al cristal. En PPLN son aceptables fluctuaciones con una desviación estándar de hasta $\sim 300 \text{ nm}$ (fluctuaciones del *duty-cycle* de $\sim \pm 11\%$).

Con cuasiempatamiento de fases de tercer orden (periodo $\Lambda \sim 3.2 \mu\text{m}$), los requisitos son menores: desviaciones estándar en PPLN de hasta 450 nm (fluctuaciones del *duty-cycle* de $\sim \pm 28\%$) son tolerables y en PPLT este valor es $\sim 300 \text{ nm}$, con lo que, en este orden, el PPLT sí es un candidato viable.

Por otro lado, la parte temporal de las ecuaciones acopladas nos dio información sobre la duración óptima del pulso de bombeo que minimiza la energía umbral de la oscilación sin espejos en PPLN. La duración óptima del pulso de bombeo es $\sim 700 \text{ ps} - 2 \text{ ns}$ para cristales imperfectos que presentan fluctuaciones con una desviación estándar menores a 300nm.

Adicionalmente se corroboraron numéricamente las propiedades espectrales únicas en MOPO que nos mostraron que el *idler* contra-propagante mantiene un ancho de banda reducido independientemente del ancho de banda del bombeo. En cambio la señal, que amarra sus fases al bombeo, es una copia espectral del mismo.

Se diseñó y fabricó un láser compacto de Nd:YLF especialmente para desarrollar experimentos en MOPO; este láser está basado en Q-switching pasivo y es bombeado por diodo, puede emitir pulsos a 1.047 μm con duración $\sim 1 \text{ ns}$, más de 2.3 mJ de energía por pulso y potencias pico superiores a 3 MW.

Para verificar que este láser tenía las características espaciales y temporales adecuadas para generar procesos paramétricos eficientemente, se utilizó para producir interacciones no lineales en cascada entre ondas copropagantes en un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado, obteniendo pulsos cortos de más de 150 μJ a 610 nm.

Se desarrollaron experimentos preliminares, en búsqueda de interacciones contrapropagantes en un cristal PPLN dopado con óxido de magnesio (MgO:PPLN) de 2 cm de longitud y de 500 μm de espesor. El cristal utilizado para la fase experimental tiene otra constitución química y las longitudes de onda señal y *idler* esperadas son distintas (Ver Tabla 2); sin embargo, las conclusiones teóricas son esencialmente las mismas a las que se estudiaron con el modelo teórico-numérico para PPLN y PPLT congruentes (sin dopado).

Se reportan dos metodologías experimentales, en la primera se intentó buscar OPG y MOPO con el uso de dos espectrómetros, uno en el rango de 400-900nm y otro en el rango de 900-1.8 μm . La energía por pulso no excedió 1 mJ y la tasa de repetición máxima fue de 10 Hz. Buscamos OPG en las rejillas #3, #4 y #5 del cristal (ver Tabla 2) pero no se detectó nada. Las razones se deben principalmente al desconocimiento de las fluctuaciones del ancho de los dominios del cristal adquirido alrededor de un *duty-cycle* promedio de 70:30 (especificaciones del fabricante).

La segunda metodología experimental consistió en la búsqueda de amplificación óptica paramétrica de una señal semillada. Para ello se desarrolló un láser sintonizable alrededor de una longitud de onda de 1.37 μm basado en un diodo puesto dentro de una cavidad Littman-Metcalf.

Se observó en la rejilla #3 (ver Tabla 2) del cristal, en el régimen de baja ganancia y sin agotamiento de bombeo la amplificación de una onda señal semillada y centrada en una longitud de onda de alrededor de 1.37 μm . La ganancia corresponde a un factor de 1.1. Esto se obtuvo con nuestra fuente láser con una energía por pulso $\sim 600 \mu\text{J}$ (0.9 J/cm^2) y $\sim 1 \text{ ns}$ de duración.

De estos resultados no podemos concluir que se ha logrado OPA hasta no verificar que la ganancia corresponde a la onda señal diseñada para el proceso paramétrico de ondas contrapropagantes. Por ello, dejamos el resultado abierto a verificación para el trabajo futuro.

Es importante notar que no existe ningún experimento reportado en PPLN y/o PPLT de 500 μm de espesor en ninguna de sus composiciones químicas - congruentes, dopados o estequiométricos - donde se haya detectado MOPO, OPG u OPA basados en el mecanismo de retroalimentación distribuida debido

a cuasiempatamiento de fases de ondas contrapropagantes. Es por ello que, aunque no podemos aseverar una amplificación real de la señal copropagante, estos experimentos preliminares junto con todo el análisis numérico, fuentes láser y metodologías llevadas a cabo en esta tesis son una aportación en el estudio de estas interacciones.

Literatura Citada

- Armstrong, J. A., Bloembergen, N., Ducuing, J., & Pershan, P. S. (1962). Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical Review*, 127(6), 1918–1939.
- Bache, M., & Schiek, R. (2012). Review of measurements of Kerr nonlinearities in lithium niobate: the role of the delayed Raman response. ArXiv, physics.op (March 2016).
- Bhandari, R., & Taira, T. (2011). Megawatt level UV output from [110] Cr⁴⁺:YAG passively Q-switched microchip laser. *Optics Express*, 19(23), 22510.
- Barboza, N.A. y Cudney, R.S. (2009). Improved Sellmeier equation for congruently grown lithium tantalate. *Appl. Phys. B*. 95:453-458.
- Batchko, R. G., Miller, G. D., Shur, V. Y., Romyantsev, E. L., Fejer, M. M., & Byer, R. L. (1999). Domain patterning in lithium niobate using spontaneous backswitching. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 3610(January), 36–43.
- Bloembergen N. (1965). *Nonlinear optics*. Reading, MA: W.A. Benjamin, Inc., 1977. 229 p.
- Bolton, P.R.. (1987). Measurement and deconvolution of detector response time for short HPM pulses: Part 1, Microwave diodes. United States.
- Born, M. y Wolf E. 1980. *Principles of optics*. Pergamon Pres Ltd. Sexta edición. Oxford. 854p.
- Brosnan, S. J., & Byer, R. L. (1979). Optical Parametric Oscillator Threshold and Linewidth Studies. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 15(6), 415–431.
- Busacca, A. C., Sones, C. L., Apostolopoulos, V., Eason, R. W., & Mailis, S. (2002). Surface domain engineering in congruent lithium niobate single crystals: A route to submicron periodic poling. *Applied Physics Letters*, 81(26), 4946–4948.
- Busacca, A. C., Stivala, S., Curcio, L., Tomasino, A., & Assanto, G. (2014). Backward frequency doubling of near infrared picosecond pulses. *Optics Express*, 22(7), 7544.
- Canalias, C., Pasiskevicius, V., Clemens, R., & Laurell, F. (2003). Sub-micron periodically poled flux grown KTiOPO4 for optical applications. In *Conference on Lasers and Electro-Opt./Quantum Electronics and Laser Science Conference* (p. CMF1). Optical Society of America.
- Canalias, C., & Pasiskevicius, V. (2007). Mirrorless optical parametric oscillator. *Nature Photonics*, 1(8), 459–462.
- Chen, Y., Yan, W., Wang, D., Chen, S., Zhang, G., Zhu, J., & Wei, Z. (2007). Submicron domain inversion in Mg-doped LiNbO₃ using backswitched poling with short voltage pulses.
- Chuu, C. S., & Harris, S. E. (2011). Ultrabright backward-wave biphoton source. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 83(6).
- Cudney, R.S., Ríos, L.A., Orozco Arellanes, M.J., Alonso, F., y Fonseca, J. (2002). Fabricación de niobato de litio periódicamente polarizado para óptica no lineal. *Rev. Mex.Fís.*, 48(6):548-555.

- Cudney, R.S., Minor, C.E. (2018). Sub-nanosecond, megawatt compact diode-pumped Nd:YLF laser. *Revista Mexicana de Fisica*; 64 (5) :512-518.
- DiDomenico, M. J., y Wemple, S. H. (1969). *Oxygen-Octahedra Ferroelectrics. I. Theory of electro-optical and Nonlinear optical effects. J. Appl. Phys.*, 40(2):720-734.
- Ding, Y. J., & Khurgin, J. B. (1996). Backward optical parametric oscillators and amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32(9), 1574–1582.
- Dong, J., Ueda, K., Shirakawa, A., Yagi, H., Yanagitani, T., & Kaminskii, A. A. (2007). Composite Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG ceramics picosecond microchip lasers. *Optics Express*, 15(22), 14516.
- Fejer, M. M., Jundt, D. H., Byer, R. L., & Magel, G. A. (1992). Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(11), 2631–2654.
- Furukawa, Y., Yokotani, A., Sasaki, T., Yoshida, H., Yoshida, K., Nitanda, F., & Sato, M. (1991). Investigation of bulk laser damage threshold of lithium niobate single crystals by Q-switched pulse laser. *Journal of Applied Physics*, 69(5), 3372–3374.
- Gayer, O., Z. Sacks, E. Galun, A. A. (2008). Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃. *Appl. Phys. B*, 91, 343–348.
- Glass, A. M. (1978). Photorefractive Effect. *Optical Engineering*, 17(5), 470–479.
- Guiliano, C.R & Hellwarth (1974) Laser induced damage in optical materials. Final technical report. Contract f19628-72-c-0348. Project 2042. Air force cambridge research laboratories.
- Harris, S. E. (1966). Proposed backward wave oscillation in the infrared. *Applied Physics Letters*, 9(3), 114–116.
- Helmfrid, S., & Arvidsson, G. (1991). Influence of randomly varying domain lengths and nonuniform effective index on second-harmonic generation in quasi-phase-matching waveguides. *J. Opt. Soc. Amer. B.*, 8, 797.
- Jundt, D.H. 1997. Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate. *Opt. Lett.* 22(20):1553-1555.
- Lefort, L., Puech, K., Ross, G. W., Svirko, Y. P., & Hanna, D. C. (1998). Optical parametric oscillation out to 6.3 μm in periodically poled lithium niobate under strong idler absorption. *Applied Physics Letters*, 73(12), 1610–1612.
- Littman, M. G., & Metcalf, H. J. (1978). Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. *Applied Optics*, 17(14), 2224
- Lowenthal, D. D. (1998). CW periodically poled LiNbO₃ /sub 3/ optical parametric oscillator model with strong idler absorption. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(8), 1356–1366.
- Mailis, S., Riziotis, C., Wellington, I. T., Smith, P. G. R., Gawith, C. B. E., & Eason, R. W. (2003). Direct ultraviolet writing of channel waveguides in congruent lithium niobate single crystals. *Optics Letters*, 28(16), 1433–1435.

- Matthias, B. T., y Remeika, J. P., (1951). *Dielectric Properties of Sodium and Potassium Niobates*. *Phys. Rev.*, 82(5):727-729.
- Minor, C. E., & Cudney, R. S. (2017). Mirrorless optical parametric oscillation in bulk PPLN and PPLT: a feasibility study. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 123(1).
- Miller, R. C. (1964). Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals. *Applied Physics Letters*, 5(1), 17–19.
- Miller, G. D., Batchko, R. G., Tulloch, W. M., Weise, D. R., Fejer, M. M., & Byer, R. L. (1997). 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate. *Optics Letters*, 22(24), 1834.
- Missey, M. J., Dominic, V., Powers, P. E., & Schepler, K. L. (1999). Periodically poled lithium niobate monolithic nanosecond optical parametric oscillators and generators. *Optics Letters*, 24(17), 1227.
- Mizuuchi, K., Morikawa, A., Sugita, T., & Yamamoto, K. (2004). Electric-field poling in Mg-doped LiNbO₃. *Journal of Applied Physics*, 96(11), 6585–6590.
- Myers, L. E., Eckardt, R. C., Fejer, M. M., Byer, R. L., Bosenberg, W. R., y Pierce, J. W., (1995). *Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃*. *J. Opt. Soc. Am.*, B12 (11): 2102-2116.
- Montes, C., Aschieri, P., & Picozzi, A. (2011). Model for Coherence Transfer in a Backward Optical Parametric Oscillator. *SPIE Proceedings Series*, 8011.
- Montes, C., Aschieri, P., & de Micheli, M. (2013). Backward optical parametric efficiency in quasi-phase-matched GaN waveguide presenting stitching faults. *Optics Letters*, 38(12), 2083–5.
- Nodop, D., Limpert, J., Hohmuth, R., Richter, W., Guina, M., & Tünnermann, A. (2007). High-pulse-energy passively Q-switched quasi-monolithic microchip lasers operating in the sub-100-ps pulse regime. *Optics Letters*, 32(15), 2115.
- Leidinger, M., Fieberg, S., Waasem, N., Kühnemann, F., Buse, K., & Breunig, I. (2015). Comparative study on three highly sensitive absorption measurement techniques characterizing lithium niobate over its entire transparent spectral range. *Optics Express*, 23(17), 21690.
- Okishev, A. V., & Zuegel, J. D. (2006). Intracavity-pumped Raman laser action in a mid IR, continuous-wave (cw) MgO:PPLN optical parametric oscillator. *Optics Express*, 14(25), 12169–12173.
- Pasiskevicius, V., Canalias, C., Strömqvist, G., & Laurell, F. (2008). Mirrorless OPO: first steps towards unlocking the potential of counter-propagating three-wave interactions. *Proceedings of SPIE*, 6875, 687508-687508–13.
- Pelc, J. S., Phillips, C. R., Chang, D., Langrock, C., & Fejer, M. M. (2011). Efficiency pedestal in quasi-phase-matching devices with random duty-cycle errors. *Optics Letters*, 36(6), 864.
- Phillips, C. R., Pelc, J. S., & Fejer, M. M. (2013). Parametric processes in quasi-phasesmatching gratings with random duty cycle errors. *Journal of the Optical Society of America B*, 30(4), 982

- Picozzi, A., & Haelterman, M. (2001). Parametric three-wave soliton generated from incoherent light. *Physical Review Letters*, 86(10), 2010–2013.
- Picozzi, A., Montes, C., & Haelterman, M. (2002). Coherence properties of the parametric three-wave interaction driven from an incoherent pump. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 66(5), 14.
- Popov, A., Myslivets, S., Slabko, V., Tkachenko, V., & George, T. (2018). Shaping Light in Backward-Wave Nonlinear Hyperbolic Metamaterials. *Photonics*, 5(2), 8.
- Robles-Agudo, M., & Cudney, R. S. (2011). Multiple wavelength generation using aperiodically poled lithium niobate. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 103(1), 99–106.
- Rustad, G., Arisholm, G., & Farsund, Ø. (2011). Effect of idler absorption in pulsed optical parametric oscillators. *Optics Express*, 19(3), 2815.
- Sanna, S., Neufeld, S., Rüsing, M., Berth, G., Zrenner, A., & Schmidt, W. G. (2015). Raman scattering efficiency in LiTaO₃ and LiNbO₃ crystals. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 91(22).
- Sennaroglu, A., Demirbas, U., Ozharar, S., & Yaman, F. (2006). Accurate determination of saturation parameters for Cr⁴⁺-doped solid-state saturable absorbers. *Journal of the Optical Society of America B*, 23(2), 241.
- Schaufele, R. F., & Weber, M. (1966). Raman Scattering by Lithium Niobate. *Physical Review*, 152(2), 705–708.
- Shoji, Kondo, T., Kitamoto, A., Shirane, M. e Ito, R. 1997. Absolute scale of second-order nonlinear optical coefficients. *J. Opt. Soc. Am. B* 14(9):2268-2294.
- Shur, V. Y., Rumyantsev, E. L., Nikolaeva, E. V., Shishkin, E. I., Fursov, D. V., Batchko, R. G., ... Byer, R. L. (2000). Nanoscale backswitched domain patterning in lithium niobate.
- Shur, V. Y. (2013). Domain nanotechnology in ferroelectric single crystals: Lithium niobate and lithium tantalate family. In *Ferroelectrics* (Vol. 443, pp. 71–82).
- Sones, C. L., Valdivia, C. E., Scott, J. G., Mailis, S., Eason, R. W., Scrymgeour, D. A., ... Soergel, E. (2005). Ultraviolet laser-induced sub-micron periodic domain formation in congruent undoped lithium niobate crystals. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 80(3), 341-344.
- Strömquist, G., Pasiskevicius, V., Canalias, C., Aschieri, P., Picozzi, A., & Montes, C. (2012). Temporal coherence in mirrorless optical parametric oscillators. *Journal of the Optical Society of America B*, 29(6), 1194.
- Su, H., Ruan, S.-C., & Guo, Y. (2006). Generation of mid-infrared wavelengths large than 4.0 μm in a mirrorless counterpropagating configuration. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(8), 1626–1629.
- Sugita, T., Mizuuchi, K., Kitaoka, Y., & Yamamoto, K. (2001). Ultraviolet Light Generation in a Periodically Poled MgO:LiNbO₃ Waveguide. *Japanese Journal of Applied Physics*, 40(Part 1, No. 3B), 1751–1753.

- Svelto, O. (2010). Principles of lasers. Principles of Lasers (pp. 1–620). Springer US.
- Schwesyg, J. R., Falk, M., Phillips, C. R., Jundt, D. H., Buse, K., & Fejer, M. M. (2011). Pyroelectrically induced photorefractive damage in magnesium-doped lithium niobate crystals. *Journal of the Optical Society of America B*, 28(8), 1973.
- Taya, M., Bashaw, M. C., & Fejer, M. M. (1996). Photorefractive effects in periodically poled ferroelectrics. *Optics Letters*, 21(12), 857.
- Valdivia, C. E., Sones, C. L., Mailis, S., & Eason, R. W. (2006). Ultrashort-pulse light-assisted periodic poling of lithium niobate and lithium tantalate. In *Conference on Lasers and Electro-Optics and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference, CLEO/QELS 2006*
- Watson, M. A., O'Connor, M. V., Lloyd, P. S., Shepherd, D. P., Hanna, D. C., Gawith, C. B. E., ... Balachninaite, O. (2002). Extended operation of synchronously pumped optical parametric oscillators to longer idler wavelengths. *Optics Letters*, 27(23), 2106–2108.

Apéndice A.

Derivación de ecuaciones utilizadas en la simulación numérica

En este apéndice derivamos el sistema de ecuaciones numéricas acopladas (13) que fueron utilizadas para obtener los resultados numéricos mostrados en esta tesis. Vamos a empezar con el sistema de ecuaciones generalizado (6),

$$\frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial E_s}{\partial t} = +i \frac{\omega_s}{2n_s c} \chi_{33}^{(2)} g(x) E_p E_i^* \exp[i\Delta k x].$$

Integrando en ambos lados desde $x - \Delta x$ a $x + \Delta x$ y utilizando $A = \sqrt{n/\omega} E$,

$$\int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \left(\frac{\partial A_s(x',t)}{\partial x'} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s(x',t)}{\partial t} \right) dx' = i\gamma \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} g(x') A_p(x',t) A_i^*(x',t) \exp[i\Delta k x'] dx',$$

donde $\gamma = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega_p \omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i}} d_{33}$. El término de la izquierda puede aproximarse por

$$\begin{aligned} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \left(\frac{\partial A_s(x',t)}{\partial x'} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s(x',t)}{\partial t} \right) dx' &= \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \lim_{\delta x \rightarrow 0} \frac{A_s(x'+\delta x, t) - A_s(x'-\delta x, t)}{2\delta x} dx' + \\ &+ \frac{1}{v_s} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{A_s(x', t+\delta t) - A_s(x', t-\delta t)}{2\delta t} dx' \\ &\approx \frac{1}{2\delta x} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} (A_s(x'+\delta x, t) - A_s(x'-\delta x, t)) dx' + \\ &+ \frac{1}{2v_s \delta t} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} (A_s(x', t+\delta t) - A_s(x', t-\delta t)) dx'. \end{aligned}$$

Por conveniencia, hemos fijado $\delta x = v_s \delta t$ (condición Courant-Friedrichs-Lewy).

Después de recomodar términos, obtenemos

$$\begin{aligned} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \left(\frac{\partial A_s(x',t)}{\partial x'} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s(x',t)}{\partial t} \right) dx' &\approx \frac{1}{\delta x} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \frac{A_s(x'+\delta x,t) + A_s(x',t+\delta t)}{2} dx' - \\ &\quad - \frac{1}{\delta x} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \frac{A_s(x'-\delta x,t) + A_s(x',t-\delta t)}{2} dx' \\ &\approx \frac{2\Delta x}{\delta x} A_s(x+\delta x/2, t+\delta t/2) - \frac{2\Delta x}{\delta x} A_s(x-\delta x/2, t-\delta t/2). \end{aligned}$$

De nuevo, por conveniencia fijamos $\delta x = 2\Delta x$ y $\delta t = 2\Delta t$; obtenemos

$$\int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \left(\frac{\partial A_s(x',t)}{\partial x'} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s(x',t)}{\partial t} \right) dx' \approx A_s(x+\Delta x, t+\Delta t) - A_s(x-\Delta x, t-\Delta t).$$

Ahora evaluamos el término de la parte derecha. En general $g(x)\exp(i\Delta kx)$ variará considerablemente desde $x-\Delta x$ a $x+\Delta x$ siempre que este intervalo sea mayor a unos pocos dominios. Sin embargo, el bombeo y el *idler* no van a cambiar apreciablemente sobre este intervalo, por lo que A_p y A_i^* serán retirados de la integral; por lo tanto

$$\begin{aligned} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} g(x') A_p(x',t) A_i^*(x',t) \exp(i\Delta kx') dx' &\approx A_p(x,t) A_i^*(x,t) \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} g(x') \exp(i\Delta kx') dx' \\ &= A_p(x,t) A_i^*(x,t) \Phi_g(x) \end{aligned}$$

donde $\Phi_g(x) = \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} g(x') \exp(i\Delta kx') dx'$. Poniendo todo junto, finalmente obtenemos

$$A_s(x+\Delta x, t+\Delta t) = A_s(x-\Delta x, t-\Delta t) + i\gamma A_p(x,t) A_i^*(x,t) \Phi_g(x),$$

que corresponde a una parte del sistema de ecuaciones (13).

Siguiendo el mismo procedimiento y haciendo la aproximación $v_s \approx v_i \approx v_p$ (para poder utilizar los mismos incrementos en tiempo y espacio Δt y Δx) obtenemos las ecuaciones faltantes

$$A_i(x - \Delta x, t + \Delta t) = A_i(x + \Delta x, t - \Delta t) + i\gamma A_p(x, t) A_s^*(x, t) \Phi_g(x),$$

$$A_p(x + \Delta x, t + \Delta t) = A_p(x - \Delta x, t - \Delta t) + i\gamma A_s(x, t) A_i(x, t) \Phi_g^*(x).$$

Nótese que Φ_g sólo es una función de x y no de t , por lo que sólo es evaluada una vez para una estructura dada de dominios $g(x)$ y desempatamiento de momento Δk ; esto nos ahorra drásticamente el tiempo de cómputo requerido para resolver estas ecuaciones numéricamente.

Apéndice B.

Derivación del coeficiente de ganancia Raman y modificaciones al sistema de ecuaciones acopladas

Okishev y Zuegel (2006) observaron oscilación debido a esparcimiento Raman estimulado en un OPO de onda continua donde se empleó MgO:PPLN como el medio no lineal. El OPO fue bombeado por una láser de $1.06 \mu\text{m}$ enfocado a un diámetro de $\sim 200 \mu\text{m}$ dentro de un cristal de 5 cm de longitud. La cavidad era resonante a una longitud de onda señal $\sim 1.6 \mu\text{m}$, y ambos espejos tenían una reflectividad de 99.8% a la longitud de onda señal. De los datos reportados en su artículo (umbral en 0.5 W , potencia de salida de la señal en 200 mW con una potencia de bombeo de 8 W) y suponiendo una dependencia lineal entre la potencia de bombeo y la señal, se puede inferir la potencia de la señal interna y externa, mostrada en la Figura 31.

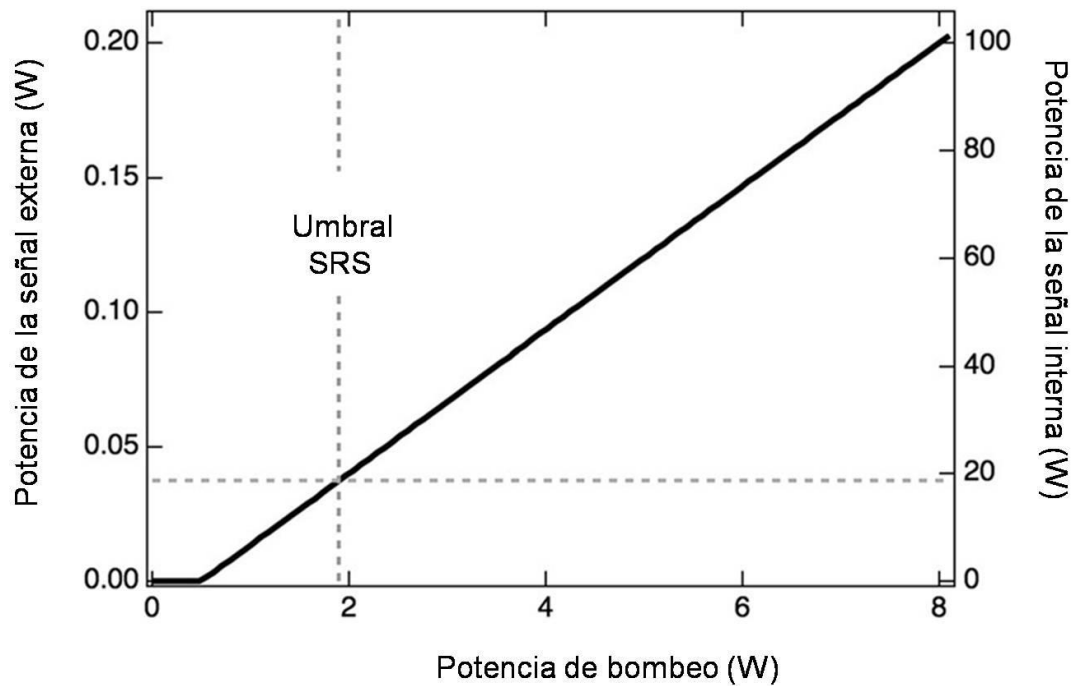


Figura 43. Potencia de la señal externa e interna. Gráfica inferida de los datos reportados por Okishev y Zuegel (2006).

La oscilación de esparcimiento Raman estimulado fue observado a una potencia de bombeo de 1.9 W, que corresponde a una potencia interna de la señal de 18.7 W. Varios desplazamientos Stokes, en un rango desde 46 a 631 cm^{-1} , fueron observados.

De estos datos nosotros podemos estimar el coeficiente de ganancia Raman σ_{srs} . En el umbral, la ganancia del Raman estimulado debe igualarse a las pérdidas, por lo tanto

$$\exp(2\sigma_{srs} I_p d) R_1 R_2 = 1$$

$$\therefore \sigma_{srs} = \frac{-\ln R}{I_p d} \approx \frac{(1-R)}{P_p d} \pi w_p^2$$

donde d es la longitud del cristal, I_p y P_p son la intensidad y la potencia de bombeo, respectivamente, w_p es el radio del haz y hemos supuesto que $R_1 = R_2 = R$, que es esencialmente la misma reflectividad de la longitud de la señal, 99.8%. De esta ecuación hemos estimado el valor utilizado para esta tesis de $\sigma_{srs} \approx 6.7 \text{ cm} / \text{GW}$.

Respecto al sistema de ecuaciones numéricas, éstas fueron modificadas para tomar en cuenta el esparcimiento Raman estimulado. Sólo una línea Stokes ha sido considerada; los desplazamientos anti-Stokes y los órdenes mayores Stokes no han sido tomados en cuenta. Una ecuación adicional para la amplitud de la línea Stokes A_{srs} ha sido incluida y un término extra que representa el agotamiento del bombeo debido a la línea Stokes fue agregado a la ecuación de onda del bombeo:

$$A_p(x + \Delta x, t + \Delta t) = A_p(x - \Delta x, t - \Delta t) + i\gamma A_s(x, t) A_i(x, t) \Phi^*(x) - \kappa_{srs} |A_{srs}(x, t)|^2 A_p(x, t)$$

$$A_{srs}(x + \Delta x, t + \Delta t) = A_{srs}(x - \Delta x, t - \Delta t) + \kappa_{srs} |A_p(x, t)|^2 A_{srs}(x, t),$$

donde $\kappa_{srs} = \frac{\sigma_{srs} \epsilon_0 c^2 \pi}{\lambda_p} \Delta x$.

Apéndice C

Publicaciones

Publicaciones resultantes de esta tesis

Minor, C. E., & Cudney, R. S. (2017). Mirrorless optical parametric oscillation in bulk PPLN and PPLT: a feasibility study. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 123(1).

Cudney, R.S., Minor, C.E. (2018). Sub-nanosecond, megawatt compact diode-pumped Nd:YLF laser. *Revista Mexicana de Fisica*, 64(5), 512.

Publicaciones resultantes de colaboraciones

Mávita, J., Ríos, L. A., Minor, C. E., & Cudney, R. S. (2018). Switchable phase/intensity sensor made with ring-shaped and hexagonal ferroelectric domains. *Applied Optics*, 57(9), 2208-2214.

Ríos, L. A., Minor, C. E., Barboza, N.A., & Cudney, R. S. (2018). Q-switching and quasi-phase-matching using a domain structured LiNbO₃ crystal. *Optics Express*; 26(13), 17591.