

**Centro de Investigación Científica y de
Educación Superior de Ensenada**



**FUENTES SINTONIZABLES UTILIZANDO ESTRUCTURAS
DE DOMINIOS FERROELECTRICOS**

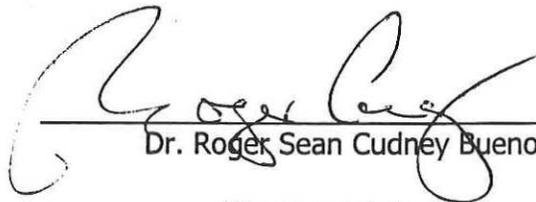
TESIS

DOCTORADO EN CIENCIAS

MARIA DE JESUS OROZCO ARELLANES

ENSENADA BAJA CALIFORNIA ENERO DE 2003

TESIS DEFENDIDA POR
María de Jesús Orozco Arellanes
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director del Comité



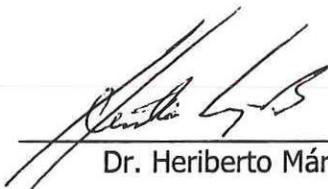
Dr. Anatolii Khomenko Filatova

Miembro del Comité



Dr. Raúl Rangel Rojo

Miembro del Comité

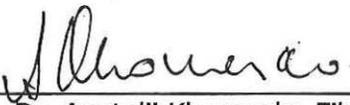


Dr. Heriberto Márquez Becerra

Miembro del Comité

Dr. Diego Ruben Yankelevich Gorfinkiel

Miembro del Comité



Dr. Anatolii Khomenko Filatova

Jefe del Departamento de Óptica



Dr. Luis Alberto Delgado Argote

Director de Estudios de Posgrado

13 de enero del 2003

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA
DEPARTAMENTO DE OPTICA**

**FUENTES SINTONIZABLES UTILIZANDO ESTRUCTURAS DE DOMINIOS
FERROELÉCTRICOS.**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

MARÍA DE JESÚS OROZCO ARELLANES

Ensenada, Baja California, enero de 2003.

RESUMEN de la tesis de **María de Jesús Orozco Arellanes**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ÓPTICA. Ensenada, Baja California, enero de 2003.

FUENTES SINTONIZABLES UTILIZANDO ESTRUCTURAS DE DOMINIOS FERROELÉCTRICOS.

Resumen aprobado por:



Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director de Tesis

Los osciladores ópticos paramétricos (OPO por el acrónimo de optical parametric oscillator) son dispositivos que generan luz coherente sintonizable en intervalos del espectro en donde otro tipo de fuentes no pueden producir radiación con esas características. Un OPO consiste en una fuente de bombeo (generalmente un laser convencional), un cristal no lineal y una cavidad óptica.

El proceso mediante el cual se produce la radiación es la generación óptica paramétrica (OPG por el acrónimo de Optical Parametric Generation) en donde el haz de bombeo, de frecuencia ω_b , incide en el cristal y genera dentro de él dos haces de frecuencias ω_s y ω_i llamados señal y acompañante. Estos haces además cumplen con la condición $\omega_b = \omega_s + \omega_i$.

Para hacer eficiente la OPG, se utiliza una técnica llamada cuasiempatamiento de fases. En esta técnica la OPG se produce en un material ferroeléctrico periódicamente polarizado, es decir, un material que posee una polarización (momento dipolar por unidad de volumen) intrínseca y cuya dirección cambia en 180° periódicamente a lo largo del cristal. Cada una de las regiones con periodicidad constante es llamada dominio ferroeléctrico.

En OPG con cuasiempatamiento de fases las ondas deben cumplir la condición $n_b \omega_b = n_s \omega_s + n_i \omega_i \pm 2\pi/\Lambda$, donde n_b , n_s , y n_i son los índices de refracción para las ondas de bombeo, señal y acompañante y Λ es la periodicidad de los dominios. Para una onda de bombeo dada, la periodicidad Λ determina las frecuencias ω_s y ω_i que se generan.

Para aplicaciones en espectroscopía se requieren OPO's con anchos de línea angostos. Una de las técnicas para reducir el ancho de línea es el semillado, el cual consiste en introducir, junto con el haz de bombeo, un haz de frecuencia ω_s de baja intensidad pero de ancho de línea angosto. Mediante la mezcla de frecuencias que se da en el cristal, el haz de bombeo transfiere energía al haz semilla y como resultado se obtiene, a la salida del cristal, un haz de frecuencia ω_s mucho más intenso que la semilla y con un ancho de línea angosto. La principal desventaja de esta técnica es que el haz semilla tiene la misma frecuencia del haz que se quiere generar, y por lo general se utiliza otro OPO para producirla.

Este trabajo consta básicamente de dos objetivos, uno es el diseño y construcción de una fuente coherente sintonizable en el infrarrojo (OPO) y el otro es la implementación de una nueva técnica para reducir el ancho de banda de la señal producida por OPG.

Se construyeron y caracterizaron dos OPO's pulsados y sintonizables en el infrarrojo (Capítulo IV). Ambos utilizan como bombeo un haz de $1.064 \mu\text{m}$ y como medio no lineal un cristal de LiNbO_3 periódicamente polarizado dentro de una cavidad óptica de espejos planos y alta reflectancia para la señal, diseñados y fabricados en el CICESE.

En uno de los OPO's se utilizó un cristal con $\Lambda=28.5 \mu\text{m}$ y se obtuvo una señal, sintonizada mediante cambios en la temperatura del cristal, entre 1.452 y $1.468 \mu\text{m}$, con una eficiencia de conversión de aproximadamente 5% y con un ancho de línea de 1 nm .

En el segundo OPO se utilizó un cristal que fue periódicamente polarizado, cortado y pulido en el CICESE. El intervalo de sintonización que se obtuvo para la señal fue entre 1.44 y $1.78 \mu\text{m}$. El intervalo de sintonización fue mayor que en el primer OPO porque se utilizaron cinco periodicidades de dominios diferentes, entre 28.3 y $30.9 \mu\text{m}$. El ancho de línea de la señal fue de 0.5 nm cuando se utilizó la periodicidad $\Lambda=28.3 \mu\text{m}$, y de 4 nm cuando se usó $\Lambda=30.9 \mu\text{m}$; con esta periodicidad se midió una eficiencia máxima de conversión de 8%.

En la segunda parte del trabajo (Capítulo V) se describe la técnica denominada *semillado indirecto*, en la que se utiliza un haz de ancho de línea angosto, denominado *semilla indirecta*, cuya frecuencia es diferente a ω_s y está determinada por la mezcla del bombeo con la señal ($\omega_r = \omega_b + \omega_s$).

Para demostrar el efecto de la *semilla indirecta* sobre la señal se utilizó un cristal con periodicidad $\Lambda=28.5 \mu\text{m}$ (que produce cuasiempatamiento de fases entre el bombeo la señal y el acompañante) y como semilla un láser de pigmento pulsado sintonizable entre 615.8 y 616.0 nm ; con estas condiciones la mezcla de frecuencias entre el bombeo y la semilla se lleva a cabo sin ninguna condición de empatamiento de fases. A pesar de esto se obtuvo una señal sintonizable entre 1.462 y $1.643 \mu\text{m}$. En este caso la señal se sintonizó cambiando la longitud de onda de la *semilla indirecta*.

En un segundo experimento, para hacer eficiente el proceso de mezcla de ondas entre el bombeo y la *semilla indirecta*, se utilizó un cristal con dos periodicidades $\Lambda_1=11.5 \mu\text{m}$ (que produce cuasiempatamiento de fases entre el bombeo, la *semilla indirecta* y la señal) y $\Lambda_2=29.9 \mu\text{m}$ (que produce cuasiempatamiento de fases entre el bombeo, la señal y el acompañante). Como *semilla indirecta* se usó un laser continuo de HeNe de baja potencia (632.8 nm). En este caso se obtuvo una señal a $1.561 \mu\text{m}$ con un ancho de línea de 0.3 nm . El proceso tuvo una eficiencia máxima de conversión de 6%.

Uno de los aspectos importantes de esta técnica es que la frecuencia del haz semilla está en el intervalo visible del espectro, por lo que se puede usar un láser convencional como semilla indirecta. Otra de las ventajas de la nueva técnica de *semillado indirecto* es que los haces semilla y señal se pueden separar fácilmente a la salida del cristal, lo cual es muy atractivo para aplicaciones en espectroscopía.

Palabras clave: osciladores ópticos paramétricos, mezcla de frecuencias, dominios ferroeléctricos, LiNbO_3 .

ABSTRACT of the thesis of **María de Jesús Orozco Arellanes**, presented as a partial requirement to obtain the Ph. D. IN SCIENCE degree in OPTICS. Ensenada, Baja California, January 2003.

TUNABLE LIGHT SOURCES BASED ON PERIODIC FERROELECTRIC DOMAIN STRUCTURES

Abstract approved by:



Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Thesis advisor

Optical parametric oscillators (OPO) are devices that produce tunable light in a spectral range where other sources cannot. An optical parametric oscillator consists of a pump source (usually a conventional laser), a nonlinear crystal and an optical cavity.

The radiation is produced by a nonlinear process called optical parametric generation (OPG) where the pump beam, which has an angular frequency ω_b , interacts with the nonlinear crystal and generates two beams at frequencies ω_s and ω_i (signal and idler) which are related by $\omega_b = \omega_s + \omega_i$.

Optical parametric generation can be performed efficiently using quasi-phase matching. That technique uses a periodically poled ferroelectric material, that is, a material that has an intrinsic polarization whose direction changes flips periodically along the crystal. Each region with constant polarization is called a ferroelectric domain.

In the OPG with quasi-phase matching the beams are related by $n_b \omega_b = n_s \omega_s + n_i \omega_i \pm 2\pi/\Lambda$, where n_b , n_s , and n_i are the index of refraction at ω_b , ω_s and ω_i , respectively, and Λ is the periodicity of the domains. For a given pump frequency, the signal and idler frequencies are determined by Λ .

Spectroscopy requires a source that has a narrow bandwidth. One technique to reduce the bandwidth is seeded optical parametric generation. In this technique a narrow bandwidth, low intensity seed beam with a frequency ω_s is mixed with the pump beam, and through optical parametric amplification energy from the pump beam is transferred to the seed beam. The end result is an intense signal beam with a narrow bandwidth. The principal disadvantage of this technique is that a seed beam of the same signal frequency is required, which may not be available.

This dissertation has two objectives: one of them is the construction and characterization of a coherent light source that can be tuned in the infrared range. The other is the implementation of a new technique to reduce the bandwidth of the signal produced by OPG.

Two pulsed OPO's were built, both of them are tunable in the infrared spectral range. Both use periodically poled lithium niobate crystals, a 1.064 μm pump beam, and a

cavity made out of plane mirrors with high reflectivity at the signal frequency; these mirrors were designed and made at the CICESE.

The crystal of one of the OPO's has a periodicity $\Lambda=28.5 \mu\text{m}$. With this OPO we obtained a signal tunable between 1.452 and 1.468 μm ; this tuning range was obtained by changing the temperature of the crystal. The bandwidth of the signal was 1 nm and the conversion efficiency was approximately 5%.

The second OPO used a nonlinear crystal that was periodically poled, cut and polished at the CICESE. The tuning range of the signal was between 1.44 and 1.78 μm ; in this case the increase of the tunable range is due to the use of five different periodicities between 28.3 and 30.9 μm . The bandwidth of the signal was 0.5 and 4 nm for $\Lambda=28.3$ and $\Lambda=30.9 \mu\text{m}$, respectively. For $\Lambda=30.9 \mu\text{m}$ the greatest conversion efficiency was 8%.

The second part of the thesis describes a new seeding technique that we call indirectly-seeded parametric generation, since the frequency of the seed beam (indirect seed beam) is different from the signal frequency, and is determined by the mixing between the pump beam and the signal beam ($\omega_r=\omega_b+\omega_s$).

To demonstrate the effect of the indirect seed beam we used a nonlinear crystal with $\Lambda=28.5 \mu\text{m}$ (this Λ produces quasi-phase matching between the pump, signal and idler beams) and an indirect seed beam produced by a dye laser tunable between 616.8 and 616.0 nm. The mixing between the pump and the indirect seed beams is produced without phase matching; nevertheless we obtained a signal tunable between 1.462 and 1.463 μm when the dye laser was tuned.

Finally, to efficiently mix the pump, signal and indirect seed beam we used a nonlinear crystal with two periodicities, $\Lambda_1=11.5 \mu\text{m}$ (this Λ produces quasi-phase matching between the pump, signal and indirect seed beams) and $\Lambda_2=29.9 \mu\text{m}$ (this Λ produces quasi-phase matching between the pump, signal and idler beams). In this case the indirect seed beam was produced by a continuous HeNe laser (632.8 nm). We obtained a signal at 1.561 μm , the bandwidth was 0.3 nm and the conversion efficiency was 6%.

One of the most important characteristics of this technique is that the frequency of the seed beam is in the visible range, so that it is possible to use a conventional laser as the seed beam. In addition, with this new technique the output signal and the seed beam can be separated easily, a feature that can be exploited in spectroscopy.

Key words: optical parametric oscillation, frequency mixing, ferroelectric domains, LiNbO_3 , quasi-phase-matching.

*A MIS PADRES
Y MIS HERMANOS*

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar agradezco a mis padres y mis hermanos el apoyo y el cariño que me han dado a lo largo de toda mi vida. A pesar de estar tan lejos, siempre estuvieron y seguirán estando conmigo.

Al Dr. Roger Cudney por dirigir este trabajo, por su paciencia que llegó al infinito... y más allá, y por su apoyo.

Al Dr. Raúl Rangel, Dr. Anatolii Khomenko, Dr. Heriberto Márquez y Dr. Diego Yankelevich por sus valiosos comentarios como sinodales de este trabajo. En particular al Dr. Raúl Rangel por sus pláticas ilustrativas en el laboratorio. Al Dr. Anatolii Khomenko por su apoyo mediante equipo de laboratorio y al Dr. Heriberto Márquez por su colaboración en la fabricación de los espejos.

A la Dra. Elena Tchaikina y al Dr. Eugenio Méndez por los préstamos incondicionales de equipo de laboratorio.

A Jorge Fonseca por ser el precursor de la inversión de los dominios.

A los técnicos Fabian Alonso y Luis Rios por su contribución a este trabajo en la parte de la inversión de dominios, pero sobre todo por su amistad incondicional.

A mis amigos, porque gracias a su amistad hicieron más agradable mi estancia aquí. A Javier Villegas, Jesús Garduño e Israel Rocha por contagiarme su entusiasmo por el trabajo. A Alexandro Ruiz por la interminable música que me acompañó a lo largo de muchas horas. A Víctor Ruiz y Fernando Treviño por su compañía de sobremesa. A Hiram y Héctor por cubrir mis ocasionales ausencias. A Juan Tapia por su amistad y sus interminables pláticas.

A los técnicos Marcia Padilla, Javier Dávalos, Néstor Valles y Jessica por su invaluable ayuda a lo largo de este trabajo.

Al departamento de óptica por el apoyo recibido.

Al CCMC por las facilidades otorgadas para la caracterización de los espejos.

Al CONACyT por la beca crédito otorgada.

Índice

	Página
I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 Generación óptica paramétrica	1
I.1.1 Empatamiento de fases	3
I.1.2 Cuasiempatamiento de fases	4
I.1.3 Interpretación cuántica	7
I.2 Osciladores ópticos paramétricos	8
I.3 Osciladores ópticos paramétricos con semillado	9
I.4 Propuesta para reducir el ancho espectral de la señal	10
I.5 Objetivo de la tesis	12
I.6 Estructura de la tesis	12
II. PROCESOS NO LINEALES	14
II.1 Respuesta no lineal de un medio	14
II.2 Ecuaciones acopladas	17
II.2.1 Susceptibilidad no lineal efectiva de orden dos	19
II.2.2 Solución particular de las ecuaciones acopladas.	20
II.3 Empatamiento de fases	23
II.4 Cuasiempatamiento de fases	24

	Página
II.4.1 Solución particular	25
II.4.2 Solución general para el cuasiempatamiento de fases	27
II.5 Solución general de las ecuaciones acopladas	30
II.5.1 Amplificación óptica paramétrica	31
II.5.2 Resta de frecuencias	32
III. MATERIALES NO LINEALES	35
III.1 Cristales ferroeléctricos	35
III.2 Niobato de litio ($LiNbO_3$)	38
III.2.1 Curvas de sintonización (por dominios y por temperatura)	41
III.3 Formación de dominios	44
III.4 Técnica de la inversión de dominios	45
III.4.1 Fabricación de la mascarilla	46
III.4.2 Depósito de fotorresina y grabado de la mascarilla	50
III.4.3 Aplicación del campo eléctrico	51
IV. OSCILADORES ÓPTICOS PARAMÉTRICOS	55
IV.1 Tipos de cavidades ópticas para OPO	55
IV.2 Resonador simple	57
IV.2.1 Ancho de banda	58
IV.2.2 Eficiencia de conversión	58
IV.3 OPO con PPLN de $28.5 \mu m$ de periodicidad	60

	Página
IV.3.1 Arreglo experimental	60
IV.3.2 Diseño de los espejos	62
IV.3.3 Resultados	62
IV.3.3.1 Intervalo de sintonización por temperatura	63
IV.3.3.2 Oscilador óptico paramétrico	65
IV.4 OPO sintonizable continuamente desde 1.4 hasta 4 μm	72
IV.4.1 Diseño del PPLN	73
IV.4.2 Arreglo experimental	73
IV.4.3 Resultados	75
V. OPG CON SEMILLADO INDIRECTO	80
V.1 OPG con semilla indirecta pulsada	81
V.1.1 Láser de pigmento	81
V.1.2 Arreglo experimental	83
V.1.3 Resultados	85
V.2 OPG con semilla indirecta de onda continua	87
V.2.1 Diseño del PPLN con doble estructura	88
V.2.1.1 Ancho de banda de la señal	89
V.2.2 Arreglo experimental	89
V.2.3 Resultados	90

	Página
V.2.4 Propuesta para trabajos futuros	94
CONCLUSIONES	95
Apéndice A. DISEÑO Y FABRICACIÓN DE LOS ESPEJOS DIELÉCTRICOS	98
A.1 Diseño de los espejos	99
A.2 Fabricación y monitoreo del espesor de las películas	101
REFERENCIAS	107

Lista de figuras

Figura	Página
1	Ondas generadas en distintas partes del medio. A la salida del medio estas ondas interfieren constructiva o destructivamente, dependiendo de su fase relativa. 3
2	a) Empatamiento de fases. Todas las ondas están en fase sin importar el lugar en donde fueron generadas. b) Cuando no hay empatamiento de fases la distancia para la cual la diferencia de fases entre las ondas generadas es π se conoce como la longitud de coherencia l_c 4
3	Dominios de 180° creados en un material ferroeléctrico mediante la aplicación selectiva de un campo eléctrico externo \mathbf{E} . En estos materiales la polarización espontánea y la no linealidad son proporcionales. Para que exista cuasiempatamiento de fases el ancho de los dominios debe ser igual a una longitud de coherencia. 6
4	Esquema de un oscilador óptico paramétrico con un resonador simple. 8
5	Oscilador óptico paramétrico semillado. Se introduce simultáneamente con el bombeo ω_b un haz semilla de frecuencia igual a la señal ω_s que se quiere generar. 10
6	En el semillado indirecto la semilla es de frecuencia $\omega_r = \omega_b + \omega_s$, y el cristal tiene dos periodicidades Λ_1 y Λ_2 de dominios. 11
7	Intensidad de la onda generada en función de la longitud del medio cuando el término de desempatamiento de fases es arbitrario. 21
8	Ondas generadas en distintas partes del medio. A la salida del medio, las ondas producidas en una región de espesor l_c interfieren constructivamente. 22
9	Intensidad de la onda generada en función de la longitud del medio cuando $\Delta k = 0$ 23

Figura	Página
10	Cuasiempatamiento de fases. Con el cambio periódico del signo de $\chi^{(2)}$, se garantiza que a la salida del medio las ondas interfieran constructivamente ya que su diferencia de fases es un valor entre 0 y π sin importar en qué parte del medio fueron generadas. 25
11	Dominios periódicos. El cambio de signo de $\chi^{(2)}$ es una función de z 26
12	Intensidad de la onda generada en los casos de (a) empatamiento de fases, (b) cuasiempatamiento de fases y (c) sin empatamiento de fases. 27
13	La longitud óptima (z) del cristal se encuentra en donde la intensidad de la señal alcanza su primer máximo. 33
14	Curva de histéresis de la polarización espontánea de un cristal ferroeléctrico en función del campo eléctrico externo aplicado. 36
15	Dominios ferroeléctricos, definidos como las regiones donde la polarización espontánea es constante. 37
16	Estructura del $LiNbO_3$. a) En el estado no polarizado los iones de Li y Nb están centrados en las celdas de átomos de oxígeno. b) y c) En el estado polarizado los iones de Li y Nb no están centrados. 38
17	Dispersión del índice de refracción extraordinario para $LiNbO_3$ congruente calculado con un modelo de Sellmeier con dos osciladores. 40
18	Curva de sintonización por dominios en el intervalo de transparencia del $LiNbO_3$. Longitud de onda para el bombeo: $1.0642 \mu m$ 42
19	Curva de sintonización por temperatura para $LiNbO_3$ periódicamente polarizado. Se consideró la longitud de onda del haz de bombeo de $1.064 \mu m$ y $\Lambda = 28.5 \mu m$ 43
20	Formación de dominios periódicos en $LiNbO_3$. a) nucleación, b) propagación, c) expansión lateral, d) coalescencia. 44
21	Arreglo para grabar las mascarillas. Se muestra solamente el plano XZ del sistema de referencia. 47

Figura	Página
22	Arreglo confocal. Cuando el espejo se encuentra en el plano focal de la lente de ampliadora se forma un punto luminoso en el plano de observación P 48
23	Mascarilla de $34.4 \mu m$ de periodicidad. La línea vertical del centro corresponde a la retícula del ocular. 49
24	Esquema del cristal en la montura con electrodos. La solución de $H_2O : LiCl$ sirve como electrodo líquido mientras que la fotorresina impide que toda la superficie del cristal esté en contacto con el electrodo líquido. 51
25	Diagrama del circuito para monitorear la inversión de dominios. 52
26	Dominios de periodicidad $29.9 \mu m$. La muestra está colocada entre polarizadores cruzados a) inmediatamente después de la inversión b) después de ser calentada a $\sim 100^\circ C$ 53
27	Los dos tipos básicos de resonadores. a) resonador simple para la señal. b) resonador doble. 56
28	Arreglo experimental para el oscilador óptico paramétrico con PPLN de $28.5 \mu m$. E1 es el espejo de entrada y E2 el de salida. 61
29	Datos experimentales de la longitud de onda del haz rojo. 63
30	Intervalo de sintonización para la señal y el acompañante del OPO. Los círculos son los datos obtenidos a partir de las mediciones del haz rojo. La línea negra son los cálculos teóricos. 65
31	Intensidad del haz rojo en función de la energía del haz de bombeo para las cavidades de 3 y 7 cm. 66
32	Distorsión temporal del haz de bombeo debido a conversión de la energía del bombeo a otras longitudes de onda, principalmente a la señal y el acompañante. 68
33	Gráfica superior: fracción de la energía del bombeo que no se convirtió a otras longitudes de onda; los datos se normalizaron

Figura	Página
	con la energía del pulso incidente. Gráfica inferior: energía de la señal inferida a partir de la deformación del pulso de bombeo. 69
34	Ancho de banda de la señal para una temperatura de 100 °C 71
35	Sintonización en forma continua de la señal para cinco periodicidades de dominios. 72
36	Arreglo experimental para el OPO usando un cristal de <i>LiNbO₃</i> con cinco periodicidades distintas. 74
37	Datos experimentales para el OPO con PPLN con cinco periodicidades distintas. 75
38	Espectros de la señal del OPO. Se muestran espectros para las periodicidades de 28.3, 28.8 y 29.3 μm ; para cada periodicidad se varió la temperatura entre 23 y 124 °C. 76
39	Curva teórica y datos experimentales del ancho de banda de la señal. La línea continua corresponde a los cálculos teóricos. Los datos experimentales están señalados de la siguiente manera: los cuadros corresponden a $\Lambda = 28.3 \mu\text{m}$, los círculos a $\Lambda = 28.8 \mu\text{m}$, los triángulos a $\Lambda = 29.3 \mu\text{m}$, los rombos a $\Lambda = 29.8 \mu\text{m}$, y los asteriscos y cruces a $\Lambda = 30.9 \mu\text{m}$ 77
40	Eficiencia de conversión del OPO obtenida con la rejilla de 30.9 μm . La energía de bombeo se midió antes del espejo del oscilador. 78
41	Arreglo experimental para el láser de pigmento. Se utiliza un solo láser de Nd:YAG como bombeo del láser de pigmento y del oscilador óptico paramétrico. 82
42	Arreglo experimental para la generación óptica paramétrica con semilla indirecta producida por un laser sintonizable de pigmento 83
43	Espectros del a) haz rojo, producido sin empatamiento de fases en el cristal mediante la mezcla entre el bombeo y la señal, y b) láser de pigmento sintonizado entre 615.8 y 616.1 nm. 85

Figura	Página
44	Sintonización de la señal mediante la semilla indirecta. Los espectros están identificados con la longitud de onda de la semilla que se utilizó para producirlos. La línea negra corresponde al caso cuando la semilla indirecta es bloqueada. 86
45	Estructura de dominios doble para el semillado indirecto. 88
46	Espectros de la señal para diferentes temperaturas; la energía de bombeo en todos los casos es $500 \mu J/pulso$. a) Señal obtenida sin usar la semilla indirecta. b) Señal obtenida usando la semilla indirecta. 91
47	Efecto de la semilla indirecta de onda continua sobre la señal pulsada para una energía de bombeo de $500 \mu J/pulso$ y una temperatura de $86.2^\circ C$ 92
48	Espectros de la señal a $86.2^\circ C$ para tres energías de bombeo. 93
49	Transmitancia teórica de los espejos de entrada de los osciladores y del espejo dicróico. En los tres casos se considera incidencia normal. 100
50	Arreglo para la evaporación. Para el monitoreo del espesor de las películas se usó una fuente de luz blanca, un monocromador, un fotomultiplicador y una graficadora. 103
51	Monitoreo óptico del espesor de las películas. Se requiere una corrección en la longitud de onda de monitoreo debido a la incidencia oblicua del haz sobre el sustrato. 104
52	Caracterización de los tres tipos de espejos fabricados. Las gráficas corresponden a los sustratos utilizados para monitorear el espesor de las películas. Los espejos para 1.45 y $1.56 \mu m$ corresponden a los espejos de entrada. 105

Capítulo I

Introducción

Las fuentes de radiación coherentes con ancho de banda angosto y sintonizables en un gran intervalo tienen aplicaciones muy diversas, como por ejemplo, en espectroscopía [Chekhlov *et al.*, 2002], en monitoreo de contaminantes ambientales [Milton *et al.*, 1997] o en comunicaciones ópticas, por mencionar algunas. Este tipo de fuentes está basado en un proceso óptico no lineal llamado generación óptica paramétrica (OPG por sus siglas en inglés) y su principal característica es que producen luz en regiones del espectro difíciles de acceder con otro tipo de fuentes.

Los osciladores ópticos paramétricos, conocidos como OPO (Optical Parametric Oscillator) por sus siglas en inglés, son un tipo de fuentes basadas en OPG. La configuración básica de un oscilador óptico paramétrico es un medio no lineal dentro de un resonador óptico bombeado por un láser de frecuencia fija. La frecuencia de la luz que se obtiene del OPO es diferente a la frecuencia de la luz del láser de bombeo; con estos dispositivos se puede obtener luz en intervalos del espectro en donde no hay ningún otro dispositivo que pueda proporcionarla. Aunque los osciladores ópticos paramétricos han sido estudiados por más de 30 años todavía representan un área activa de investigación ya que recientemente se han desarrollado en todas las escalas de tiempo desde los femtosegundos [Penman *et al.*, 1998] hasta los de onda continua [Ströbner *et al.*, 2002], [Klein *et al.*, 1999].

I.1 Generación óptica paramétrica

En la generación óptica paramétrica un haz de bombeo de frecuencia ω_b , que incide en un medio no lineal, genera otros dos haces de menor frecuencia ω_s y ω_i llamados señal y acompañante (idler en inglés), respectivamente, y donde $\omega_b = \omega_s + \omega_i$.

Desde un punto de vista ondulatorio, la onda total a la salida del medio correspondiente al haz señal (y paralelamente el acompañante) es el resultado de la superposición de todas las ondas de frecuencia ω_s (ω_i para el acompañante) generadas a lo largo del medio no lineal.

Debido a la dispersión natural del índice de refracción del medio, las ondas generadas se propagan con diferente velocidad que las ondas de bombeo. La fase de cada onda generada depende por un lado, de su velocidad de propagación y por otro de la fase que tenía la onda de bombeo en el punto de generación de la onda; la fase de la onda de bombeo también depende de su velocidad de propagación, y por ello en general, ondas generadas en diferentes partes del material no estarán en fase.

Como la diferencia de fase entre las ondas que interactúan determina si la superposición es constructiva o destructiva, entonces es importante conocer la fase relativa entre las ondas generadas en distintas partes del medio para determinar la amplitud de la onda señal (o acompañante) a la salida del medio.

El desfaseamiento entre dos ondas generadas, supongamos, en los planos A y B mostrados en la figura 1 es cero, por lo que la interferencia entre estas ondas será constructiva y ambas contribuirán a la amplitud final de la onda señal a la salida del medio. En cambio, el desfaseamiento entre las ondas generadas en los planos A y C es de π , por lo que la interferencia entre ellas es destructiva y ninguna de ellas tendrá un efecto neto en la amplitud de la onda señal a la salida del medio.

Para que la onda señal a la salida del medio tenga la mayor amplitud posible es necesario que todas las ondas generadas en el medio interfirieran constructivamente; si esto sucede entonces la generación óptica paramétrica es eficiente. Existen dos técnicas mediante las cuales se obtiene generación óptica paramétrica eficientemente, una de ellas es el empatamiento de fases y la otra el cuasiempatamiento de fases.

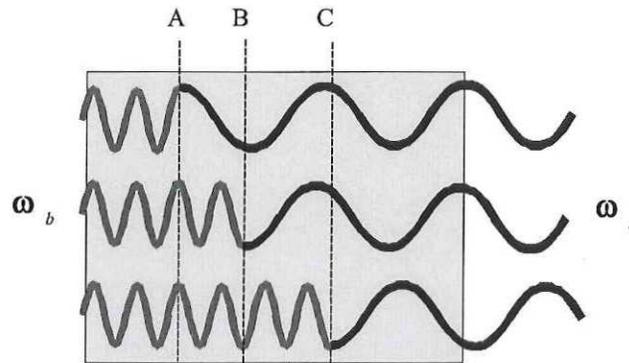


Figura 1. Ondas generadas en distintas partes del medio. A la salida del medio estas ondas interfieren constructiva o destructivamente, dependiendo de su fase relativa.

I.1.1 Empatamiento de fases

En el empatamiento de fases se busca que todas las ondas de frecuencia ω_s que han sido generadas dentro del medio estén en fase sin importar el lugar donde hayan sido generadas (figura 2a); de este modo la superposición de las ondas siempre será constructiva, aumentando así la intensidad del haz señal que sale del medio. Esta condición se cumple simultáneamente para la onda acompañante.

Como se mostrará más adelante, la condición para el empatamiento de fases está dada por $n_b\omega_b = n_s\omega_s + n_i\omega_i$, donde n es el índice de refracción del medio a las frecuencias de la onda de bombeo, señal o acompañante. Considerando que $\omega_b = \omega_s + \omega_i$, la condición se transforma en $\omega_s(n_b - n_s) + \omega_i(n_b - n_i) = 0$, en donde se ve que, dadas las frecuencias de las ondas, el único parámetro que puede variar es el índice de refracción. Para un medio isotrópico que tiene una dispersión normal (el valor del índice de refracción aumenta con la frecuencia), es imposible satisfacer la condición de empatamiento de fases pues $\omega_b > \omega_s$ y también $\omega_b > \omega_i$ por lo que tanto $(n_b - n_s)$ como $(n_b - n_i)$ son positivos.

En cambio, en los medios anisotrópicos la birrefringencia ($\Delta n = n_e - n_o$) proporciona las condiciones adecuadas para que se pueda obtener el empatamiento de fases. Como el índice de refracción depende, además de la frecuencia, de la dirección de

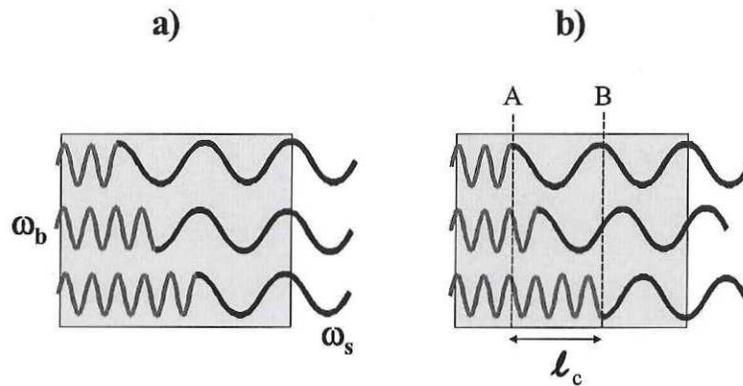


Figura 2. a) Empatamiento de fases. Todas las ondas están en fase sin importar el lugar en donde fueron generadas. b) Cuando no hay empatamiento de fases la distancia para la cual la diferencia de fases entre las ondas generadas es π se conoce como la longitud de coherencia l_c .

propagación de las ondas y de su polarización, entonces la condición de empatamiento de fases se puede satisfacer eligiendo adecuadamente la dirección de propagación de las ondas. Para el caso de birrefringencia negativa, donde $n_e < n_o$, una forma de satisfacer el empatamiento de fases es elegir, por ejemplo, que la onda de bombeo esté polarizada en una dirección tal que le corresponda un índice de refracción extraordinario y que las otras dos ondas estén polarizadas ortogonalmente a la onda de bombeo para que les corresponda un índice de refracción ordinario.

De esta manera el intervalo de longitudes de onda que pueden ser generados por un material anisotrópico determinado está limitado principalmente por su birrefringencia [Armstrong *et al.*, 1962], que por lo general no es muy grande.

I.1.2 Cuasiempatamiento de fases

En el cuasiempatamiento de fases se compensa, en forma periódica, la diferencia de fases entre las ondas generadas en el medio. Esta compensación se produce mediante un cambio de signo en la no linealidad del medio, el cual es equivalente a un cambio en la fase de las ondas generadas de $\pm\pi$.

La periodicidad con que debe realizarse el cambio de signo en la no linealidad se determina a partir de considerar el caso en el que no hay ninguna condición de empatamiento de fases, lo cual se describe a continuación.

Como puede verse en la figura 2b, hay una distancia entre dos regiones para la cual las ondas generadas por ellas tienen una diferencia de fase de π ; a esta distancia se le conoce como longitud de coherencia l_c . Todas las ondas que se generan dentro de una región de espesor l_c interfieren constructivamente, pues su diferencia de fases tiene un valor entre 0 y π . Las fases de las ondas que se generan en una segunda región de espesor l_c (entre l_c y $2l_c$) tiene un valor entre π y 2π respecto a las ondas generadas en la primera región, por lo que estas ondas interfieren destructivamente con las de la primera región. En estas condiciones el efecto neto que tiene una región de espesor $2l_c$ en la intensidad de la señal es nulo, ya que la segunda región de espesor l_c anula totalmente la contribución de la primera región.

Entonces, si a las ondas de la segunda región se les incrementa la fase en $\pm\pi$, interferirán constructivamente con las ondas generadas en la primera región, con lo cual toda la región de espesor $2l_c$ contribuirá a la intensidad de la onda que sale del medio. Una forma de introducir el desfase requerido es cambiando el signo de la no linealidad. Por lo tanto, el signo de la no linealidad se debe cambiar cada distancia igual a l_c .

Es relativamente fácil cambiar el signo de la no linealidad en materiales que sean ferroeléctricos. La característica principal de los ferroeléctricos es que tienen una polarización intrínseca, conocida como polarización espontánea (\mathbf{P}_s), que puede ser invertida mediante la aplicación de un campo eléctrico externo.

En estos medios la no linealidad de orden dos, que es la responsable de la generación óptica paramétrica, es proporcional a \mathbf{P}_s , por lo que una inversión de la dirección de \mathbf{P}_s induce un cambio de signo de la no linealidad. Entonces, cambiar periódicamente la dirección de \mathbf{P}_s en 180° es equivalente a cambiar periódicamente el signo de la no linealidad del medio. A las regiones donde \mathbf{P}_s es constante se les llama dominios ferroeléctricos.

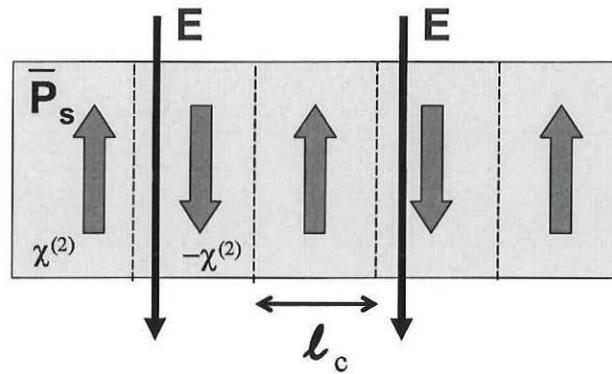


Figura 3. Dominios de 180° creados en un material ferroeléctrico mediante la aplicación selectiva de un campo eléctrico externo \mathbf{E} . En estos materiales la polarización espontánea y la no linealidad son proporcionales. Para que exista cuasiempatamiento de fases el ancho de los dominios debe ser igual a una longitud de coherencia.

Los tipos de dominios que generalmente se utilizan en cuasiempatamiento de fases son los denominados dominios de 180° , en los que la dirección de la polarización cambia en 180° de un dominio a otro. La región entre dos dominios adyacentes es la pared del dominio y tiene unas cuantas micras de espesor; para fines prácticos el ancho de esta región es despreciable y se puede considerar que la dirección de la polarización cambia abruptamente de un dominio a otro.

Aplicando un campo eléctrico en algunas regiones seleccionadas de un cristal monodominio, se pueden crear dominios de 180° con la periodicidad adecuada para obtener cuasiempatamiento de fases, como se muestra en la figura 3.

La condición de cuasiempatamiento de fases está dada por $n_b \omega_b / c = n_s \omega_s / c + n_i \omega_i / c \pm 2\pi / \Lambda$, donde $\Lambda = 2l_c$ es la periodicidad de los dominios. Cada par de frecuencias ω_s y ω_i que satisfacen $\omega_b = \omega_s + \omega_i$ tienen su propia longitud de coherencia y por lo tanto les corresponde una Λ , por lo que el intervalo de frecuencias que pueden ser generadas en un material determinado queda limitado sólo por la región de transparencia del medio y por la capacidad para fabricar los dominios.

La técnica de fabricación de estructuras de dominios ferroeléctricos está muy desarrollada; es posible encontrar en la literatura varias configuraciones de dominios.

Por ejemplo, se han fabricado dominios aperiódicos [Zhang y Gu, 2001] para producir amplificación paramétrica de varias longitudes de onda simultáneamente; dominios en forma de abanico [Powers *et al.*, 1998b] para sintonizar continuamente las ondas generadas; o bien dominios de diferentes anchos [Loza-Alvarez *et al.*, 1999b] para comprimir pulsos cortos.

I.1.3 Interpretación cuántica

En el tratamiento cuántico de la generación óptica paramétrica se considera que el bombeo es un flujo de fotones de energía $\hbar\omega_b$ que al interactuar con el medio, y debido a las fluctuaciones cuánticas del vacío, produce dos flujos de fotones de energías $\hbar\omega_s$ y $\hbar\omega_i$ correspondientes a la señal y el acompañante, respectivamente. La conservación de energía entre los fotones está dada por $\hbar\omega_b = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$. La generación óptica paramétrica se puede ver entonces como la aniquilación de un fotón del haz de bombeo y la creación de un fotón señal y otro acompañante.

En este proceso los fotones también cumplen la conservación de momento dada por $\hbar\mathbf{k}_b = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_i$; esta ecuación puede ser asociada con la condición del empatamiento de fases considerando que, dentro del medio, $|\mathbf{k}| = n\omega/c$ para cada una de las ondas y que se propagan en forma colineal, con lo cual se llega a la ecuación $n_b\omega_b = n_s\omega_s + n_i\omega_i$, que es la misma ecuación que se obtuvo usando el punto de vista ondulatorio.

Para el cuasiempatamiento de fases, la conservación de momento tiene un término más que en el caso del empatamiento de fases, este nuevo término corresponde a la contribución del medio debida a los dominios y es la correspondiente corrección de fase para las ondas en el caso clásico. La condición del cuasiempatamiento es $n_b\omega_b/c = n_s\omega_s/c + n_i\omega_i/c \pm 2\pi/\Lambda$ donde Λ es la periodicidad de los dominios.

Mientras que en la interpretación cuántica de la generación óptica paramétrica un flujo de fotones de bombeo puede generar, debido al ruido cuántico, un flujo de fotones de señal y otro de acompañante, en el tratamiento clásico la generación de la onda señal y acompañante no puede ser explicada considerando solamente la onda de bombeo, sino

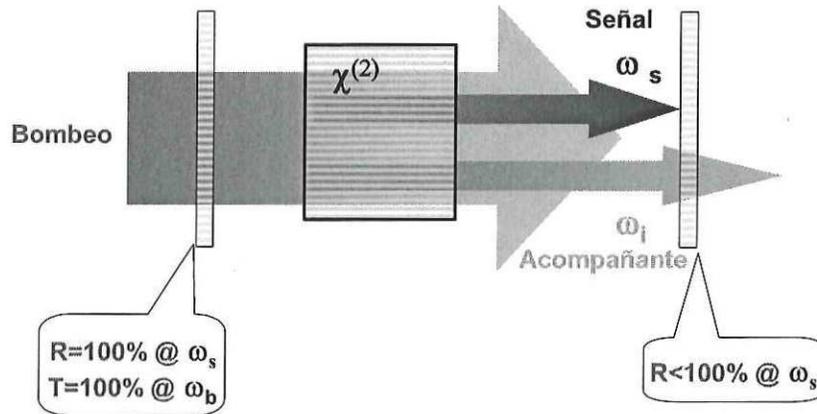


Figura 4. Esquema de un oscilador óptico paramétrico con un resonador simple.

que se requiere además como señal inicial, a la entrada del medio no lineal, una onda de de frecuencia ω_s ó ω_i .

I.2 Osciladores ópticos paramétricos

Una parte importante de un OPO es el resonador óptico que, en el caso más sencillo, no es más que un par de espejos de alta reflectancia diseñados para que alguna de las frecuencias generadas en el medio, digamos ω_s , pueda amplificarse mediante múltiples pasos por el medio no lineal dentro del resonador (figura 4).

El proceso comienza cuando el flujo de fotones de bombeo de energía $\hbar\omega_b$ atraviesa el cristal y algunos de esos fotones se dividen, debido a las fluctuaciones cuánticas del vacío, en fotones de energía $\hbar\omega_s$ (señal) y $\hbar\omega_i$ (acompañante). Dado que por cada fotón de bombeo que se destruye se crea un fotón de señal y otro de acompañante, el flujo de fotones de la señal y el acompañante es el mismo, de modo que se puede describir el proceso únicamente en términos de la señal. La parte del flujo de fotones de la señal que sale del medio y que es reflejada por los espejos entra ahora en forma simultánea con el flujo de fotones de bombeo provocando que un mayor número de fotones de bombeo se dividan en señal y acompañante con lo cual el flujo de fotones señal aumenta

rápidamente en cada paso sucesivo del flujo de fotones reflejado en los espejos. Cuando esto sucede las fluctuaciones cuánticas del vacío ya no son importantes y el proceso se hace eficiente.

El resonador óptico puede ser de varios tipos [Dunn y Ebrahimzadeh, 1999], pero los más comunes son el simple en donde los espejos tienen alta reflectancia para sólo una de las ondas generadas; y el doble, donde los espejos tienen alta reflectancia para la señal y para el acompañante, simultáneamente. Cualquiera que sea el tipo de resonador el efecto es que a la salida se obtienen haces (señal y acompañante) coherentes.

Como se mencionó anteriormente, los OPO's producen luz coherente sintonizable; el intervalo de sintonización que se ha logrado va desde 0.35 [Tzankov *et al.*, 2002] hasta 20 μm [Ding y Khurgin, 1998], esto ha sido posible gracias al desarrollo de una gran variedad tanto de materiales no lineales como de fuentes de bombeo, que son dos de los parámetros que determinan las frecuencias de la señal y el acompañante. Algunos de los cristales más usados son los de BBO o LBO para generar luz UV y visible [Huang *et al.*, 1998]; el LiNbO_3 periódicamente polarizado y el KTP para generar IR hasta 5 μm [Loza-Alvarez *et al.*, 1999a]; y el AgGaS_2 o AgGaSe_2 en la región de 2-18 μm [Haidar y Ito, 1999]. Las fuentes de bombeo más comunes son los láseres de diodo para producir radiación continua [Klein *et al.*, 1999], láseres de Nd:YAG con Q-switch para producir pulsos de nanosegundos [Myers *et al.*, 1995] o con modos amarrados para pulsos de picosegundos [Tukker *et al.*, 1999]. En el régimen de femtosegundos se usan, por lo general, láseres de Ti:zaf [McGowan *et al.*, 1998].

I.3 Osciladores ópticos paramétricos con semillado

En cualquier OPO las características del haz de salida, tales como el ancho temporal, el modo espacial, el ancho de línea, la divergencia, la intensidad y el intervalo de sintonización, cobran mayor o menor importancia dependiendo de la aplicación que se le quiera dar. En particular, para aplicaciones en espectroscopía es importante el ancho de línea del haz de salida [Milton *et al.*, 1997]. Una de las técnicas para

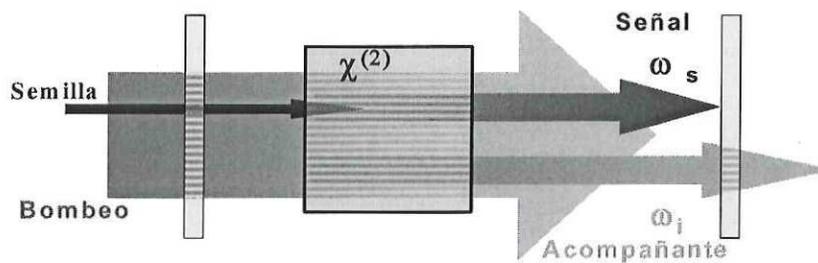


Figura 5. Oscilador óptico paramétrico semillado. Se introduce simultáneamente con el bombeo ω_b un haz semilla de frecuencia igual a la señal ω_s que se quiere generar.

mejorar el ancho espectral es el semillado [Tzankov *et al.*, 2002], [Powers *et al.*, 1998a], [Plusquellic *et al.*, 1996], [Haidar y Ito, 1999] que consiste en controlar el ancho de línea del haz de salida (ya sea la señal o el acompañante) mediante un haz llamado semilla que tiene un ancho de línea angosto y que se introduce junto con el haz de bombeo (figura 5). El haz semilla es producido en forma independiente al OPO pero como debe tener la misma longitud de onda que la señal (o el acompañante) por lo general se produce también por generación óptica paramétrica. La principal desventaja de esta técnica es que para producir el haz semilla se requiere otro cristal no lineal además de elementos ópticos que reduzcan lo más posible su ancho de línea.

I.4 Propuesta para reducir el ancho espectral de la señal

En este trabajo se propone una nueva técnica para reducir el ancho de línea de la señal pulsada obtenida por generación óptica paramétrica; esta técnica la hemos llamado semillado indirecto, la cual básicamente retoma la idea del semillado pero con una semilla cuya longitud de onda es diferente a la longitud de onda de la señal.

La idea surgió en base a los resultados encontrados por Jundt [Jundt, 1997], donde reporta que en un cristal de LiNbO_3 periódicamente polarizado usado para producir

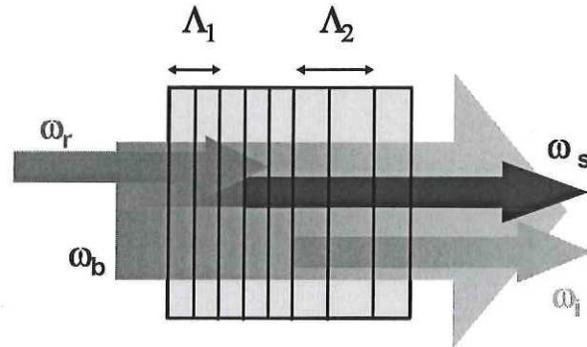


Figura 6. En el semillado indirecto la semilla es de frecuencia $\omega_r = \omega_b + \omega_s$, y el cristal tiene dos periodicidades Λ_1 y Λ_2 de dominios.

generación óptica paramétrica se detecta un haz de frecuencia ω_r , resultado de la mezcla de frecuencias entre el bombeo y la señal ($\omega_r = \omega_b + \omega_s$) y es producida sin ninguna condición de empatamiento de fases. El semillado indirecto es el proceso inverso de esta mezcla, en donde ahora ω_s está determinada por $\omega_s = \omega_r - \omega_b$ y se obliga, mediante el cuasiempatamiento de fases, a que el proceso sea eficiente.

Se utiliza un cristal de LiNbO_3 que tiene dos regiones periódicamente polarizadas con periodicidades Λ_1 y Λ_2 . En la región con periodicidad Λ_1 , el ancho de los dominios es tal que produce cuasiempatamiento de fases entre el bombeo, la semilla indirecta y la señal de tal forma que el bombeo y la semilla indirecta se mezclan produciendo un haz señal que "hereda" el ancho de línea de la semilla; con esto es posible usar como fuente para la semilla indirecta un láser convencional, ya sea un diodo, un HeNe o algún otro. La señal producida en la primera región se utiliza como semilla directa para la segunda región con periodicidad Λ_2 , en donde ahora el cuasiempatamiento de fases es entre el bombeo, la señal y el acompañante. En esta región la señal se amplifica obteniéndose a la salida un haz intenso y con ancho de línea angosto (figura 6).

Una de las ventajas de esta técnica es que se utiliza un solo cristal lo cual repercute en el tamaño del dispositivo haciéndolo más compacto. Por otro lado, la versatilidad

que tiene el cuasiempatamiento de fases respecto a las longitudes de onda que se pueden generar hacen posible usar casi cualquier láser convencional como semilla.

I.5 Objetivo de la tesis

El objetivo de este trabajo es diseñar y fabricar una fuente de luz coherente sintonizable en el infrarrojo usando cristales de $LiNbO_3$ periódicamente polarizados. El objetivo se puede dividir en dos partes, la primera se enfoca al desarrollo de un oscilador óptico paramétrico sintonizable en el infrarrojo, y aunque esta área de la óptica está bastante desarrollada internacionalmente, hasta donde sabemos es la primera vez que se hace en México. La segunda parte es el desarrollo de una técnica nueva, que hemos denominado semillado indirecto, para reducir el ancho espectral de la señal producida por generación óptica paramétrica.

I.6 Estructura de la tesis

El trabajo se describe en los capítulos subsecuentes de la siguiente manera:

En el capítulo dos se presenta la teoría de los procesos no lineales involucrados, se desarrollan los casos que dan origen al empatamiento y cuasiempatamiento de fases, así como la solución general de las ecuaciones acopladas que describen la generación óptica paramétrica.

En el capítulo tres se describen las propiedades de los materiales ferroeléctricos, la formación de los dominios, las características físicas del $LiNbO_3$, el proceso físico de la inversión de la polarización y la técnica de fabricación utilizada para la inversión de los dominios.

En el capítulo cuatro se presentan las consideraciones teóricas para un resonador simple y se presentan los resultados experimentales del diseño de dos osciladores ópticos paramétricos, el primero usando un cristal de $LiNbO_3$ periódicamente polarizado, con periodicidad de dominios de $28.5 \mu m$ fabricado en un laboratorio externo al CICESE;

el segundo usando un cristal también de $LiNbO_3$ periódicamente polarizado, pero fabricado, cortado y pulido en nuestro laboratorio. Con este cristal se logró obtener una señal sintonizable entre $1.4 - 4.0 \mu m$.

En el capítulo cinco se muestran los resultados experimentales para generación óptica paramétrica usando como semilla indirecta un láser de pigmento pulsado y sincronizado con el bombeo. Se presenta el cálculo del ancho de banda que se espera para la señal producida en un cristal de $LiNbO_3$ periódicamente polarizado con doble estructura y los resultados de la generación óptica paramétrica usando como semilla el haz de un láser de HeNe continuo de baja potencia. Con el primer experimento se demuestra que es posible usar una semilla de longitud de onda diferente a la de la señal para controlar sus características espectrales. Con el segundo se demuestra que es posible usar una semilla de onda continua con una señal pulsada a pesar de las diferencias grandes en las intensidades de los haces.

Finalmente, se presentan las conclusiones del trabajo y un apéndice, en el que se describe el diseño y fabricación de los espejos dieléctricos del resonador usado en los experimentos de los osciladores ópticos paramétricos.

Capítulo II

Procesos no lineales

Para entender cómo se generan las ondas en un medio hay que considerar, por un lado, que la respuesta del medio se da mediante su polarización (\mathbf{P}) y, por otro, que la luz es una onda electromagnética. Si el haz de bombeo (ω_b) es de baja intensidad ($|\mathbf{E}| < 10^3 \text{V/cm}$) [Armstrong *et al.*, 1962] el momento dipolar del medio genera ondas de frecuencia ω_b , lo cual es una respuesta lineal; pero si la luz es muy intensa como es el caso de la luz láser, la respuesta del medio se vuelve no lineal y además produce ondas cuyas frecuencias son armónicos de la frecuencia ω_b , y en casos más complicados se generan ondas de frecuencias ω_1 y ω_2 donde $\omega_b = \omega_1 \pm \omega_2$.

Una vez que se genera una onda, digamos de frecuencia ω_1 , ésta se propaga en el medio y, a su vez, puede mezclarse con la onda de bombeo produciendo nuevas ondas de frecuencia $\omega_b \pm \omega_1$, con lo que en el medio, por lo general, se produce más de un proceso no lineal. Las características físicas del medio como el índice de refracción, la temperatura y la región de transparencia restringen las posibles frecuencias de los haces que se generan y determinan la condición llamada empatamiento de fases, bajo la cual el proceso es eficiente.

En este capítulo se desarrollan las ecuaciones que describen los procesos no lineales de orden dos, de las cuales se deriva como caso particular la generación óptica paramétrica, la resta y suma de frecuencias y se presentan algunos casos específicos de ellas.

II.1 Respuesta no lineal de un medio

La interacción radiación-materia para un medio dieléctrico transparente puede ser descrita mediante la relación entre la polarización macroscópica del medio y el campo electromagnético incidente. En el caso más general la relación puede expandirse en

una serie de Taylor de la siguiente manera:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_s + \epsilon_0 \overline{\overline{\chi}}^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \overline{\overline{\overline{\chi}}}^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \overline{\overline{\overline{\overline{\chi}}}}^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots, \quad (1)$$

donde las letras negritas representan vectores, \mathbf{P}_s es la polarización espontánea del medio, \mathbf{E} es el vector del campo eléctrico, ϵ_0 es la permitividad del vacío, $\overline{\overline{\chi}}^{(1)}$, $\overline{\overline{\overline{\chi}}}^{(2)}$ y $\overline{\overline{\overline{\overline{\chi}}}}^{(3)}$ son las susceptibilidades del medio de primero, segundo y tercer orden, y son tensores de rango dos, tres y cuatro respectivamente. En el sistema MKS las unidades para cada uno de estos parámetros son: $[E] = V/m$, $[P] = C/m^2$, $[\chi^{(2)}] = m/V$, $[\chi^{(3)}] = m^2/V^2$ y $\chi^{(1)}$ es adimensional.

La susceptibilidad del medio puede entenderse, desde el punto de vista clásico, como la respuesta que tiene un electrón confinado en un pozo de potencial cuando es perturbado por la presencia de un campo eléctrico externo. Si el campo eléctrico es débil la respuesta es esencialmente lineal y en la ecuación (1) sólo tienen importancia los dos primeros términos. Conforme el campo eléctrico aumenta, los términos de orden mayor se hacen cada vez más importantes dando lugar a los fenómenos no lineales de segundo y tercer orden.

La ecuación (1) también puede escribirse en términos de polarizaciones de orden mayor de la siguiente manera:

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

donde $\mathbf{P}^{(1)} = \epsilon_0 \overline{\overline{\chi}}^{(1)} \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{P}^{(2)} = \epsilon_0 \overline{\overline{\overline{\chi}}}^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E}$ y $\mathbf{P}^{(3)} = \epsilon_0 \overline{\overline{\overline{\overline{\chi}}}}^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}$ son las polarizaciones de primero, segundo y tercer orden, respectivamente. La polarización de primer orden es la responsable de los fenómenos ópticos ordinarios como por ejemplo la dispersión del índice de refracción, la birrefringencia y la actividad óptica. La de segundo orden produce la generación de segundo armónico, la suma y diferencia de frecuencias (entre ellas la generación óptica paramétrica) y el efecto Pockels. La de tercer orden produce la generación del tercer armónico, el autoenfocamiento, la conjugación de fase y el efecto Kerr, por mencionar algunos. El caso que se describe aquí es el de los fenómenos de orden dos, por lo que de aquí en adelante sólo se toma en cuenta la polarización hasta de segundo orden.

Si se supone que la onda incidente es una onda compuesta por dos ondas monocromáticas de frecuencias ω_2 y ω_3 que se propagan en la dirección z y que se puede escribir en la forma $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_2 e^{-i\omega_2 t} + \mathbf{E}_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c$ donde $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_2(z) e^{ik_2 z}$ y $\mathbf{E}_3 = \mathbf{E}_3(z) e^{ik_3 z}$, además se considera, por un lado que el medio no tiene pérdidas, por lo que χ es un valor real, y por otro lado que χ es independiente de la dirección de propagación de la onda, con estas consideraciones se puede escribir la polarización de orden dos como:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)} = & \epsilon_0 \chi^{(2)} [|\mathbf{E}_2|^2 e^{-2i\omega_2 t} + |\mathbf{E}_3|^2 e^{-2i\omega_3 t} + 2\mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3 e^{-i(\omega_2 + \omega_3)t} + 2\mathbf{E}_2^* \mathbf{E}_3 e^{-i(\omega_3 - \omega_2)t} + c.c.] \\ & + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} [\mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_3 \mathbf{E}_3^*], \end{aligned} \quad (3)$$

donde los dos primeros términos dan origen al segundo armónico de cada una de las frecuencias incidentes ($2\omega_2$ y $2\omega_3$), el tercero y cuarto términos dan origen a la mezcla de las ondas como suma ($\omega_2 + \omega_3$) y resta ($\omega_3 - \omega_2$) de frecuencias, y el último término, que no tiene variación temporal, representa una polarización constante creada en el medio que se conoce como rectificación óptica. La generación óptica paramétrica queda descrita por el cuarto término mediante la ecuación

$$\omega_1 = \omega_3 - \omega_2, \quad (4)$$

donde ω_1 representa la frecuencia de una onda generada por las dos ondas incidentes.

Como se puede ver de la ecuación (3), la presencia de un campo eléctrico intenso en el medio induce en la polarización oscilaciones que generan ondas electromagnéticas de frecuencias distintas a la de la onda incidente (onda de bombeo). Esto sucede a lo largo de todo el recorrido del bombeo dentro del medio y las ecuaciones que describen la interacción entre ondas de la misma frecuencia generadas en distintos lugares del medio se desarrollan en detalle en las siguientes secciones.

Aunque las ondas generadas también se propagan en el medio y pueden producir, mediante el mismo proceso por las que fueron generadas, ondas de otras frecuencias, sólo se consideran los casos en los que la mezcla es del tipo descrito por la ecuación (4).

II.2 Ecuaciones acopladas

La propagación de una onda electromagnética en un medio se describe mediante las ecuaciones de Maxwell, que en el sistema MKS son

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (8)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y μ_0 es la permeabilidad del vacío, \mathbf{D} es el vector de desplazamiento eléctrico, \mathbf{B} es el vector de inducción magnética, \mathbf{E} es el vector de campo eléctrico, \mathbf{H} es el vector de campo magnético y ρ es la densidad de cargas libres. A partir de estas ecuaciones y bajo las condiciones de que el medio no tiene cargas libres ($\rho = 0$), es no magnético ($\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$) y no conductor ($\mathbf{J} = 0$) y que el vector de desplazamiento eléctrico es $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, se obtiene la ecuación de onda en su forma más general

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (9)$$

donde en el lado izquierdo de la ecuación se ha hecho uso de la identidad $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$. La ecuación de onda se puede simplificar bajo ciertas condiciones; en el caso que nos ocupa se puede considerar que $\mathbf{E} \parallel \mathbf{D}$, esto es posible cuando el medio no lineal es un cristal y el vector del campo eléctrico es paralelo a uno de sus ejes, con lo cual el término $\nabla \cdot \mathbf{E}$ se hace cero; por otro lado la polarización \mathbf{P} puede escribirse como la contribución de una parte lineal y otra no lineal $\mathbf{P} = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_{nl}$ que asociando estos términos con la ecuación (2) se tiene que $\mathbf{P}_l = \mathbf{P}_s + \mathbf{P}^{(1)}$ y $\mathbf{P}_{nl} = \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots$ por lo que la ecuación (9) se convierte en

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\bar{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{nl}}{\partial t^2}, \quad (10)$$

donde $\bar{\epsilon} = \left(\bar{1} + \bar{\chi}^{(1)} \right)$ es la permitividad relativa del medio.

Para resolver esta ecuación es necesario hacer otras consideraciones que en nuestro caso particular son las siguientes: se considera que la onda se propaga en la dirección z , con lo cual los términos del laplaciano que son distintos de cero son las derivadas parciales en z , que el campo incidente consta de tres frecuencias, o sea que es de la forma $\mathbf{E}(z, t) = \sum_{n=1}^3 \mathbf{E}_n(z) e^{-i\omega_n t} + c.c.$, donde $\mathbf{E}_n(z) = \hat{\mathbf{e}}_n E_n(z) e^{ik_n z}$, $\hat{\mathbf{e}}_n$ es el vector unitario de la polarización de la onda, y $n = 1, 2, 3$. Entonces el primer término de la ecuación (10) se convierte en

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sum_{n=1}^3 \hat{\mathbf{e}}_n e^{ik_n z} \left[\frac{\partial^2 \mathbf{E}_n}{\partial z^2} - 2ik_n \frac{\partial \mathbf{E}_n}{\partial z} - k_n^2 \mathbf{E}_n \right], \quad (11)$$

tomando en cuenta que $k_n = 2\pi/\lambda_n$ es la magnitud del vector de onda de \mathbf{E}_n . Usando la aproximación SVEA (slowly varying envelope approximation por sus siglas en inglés) se puede despreciar la segunda derivada, esto es $\frac{\partial^2 |\mathbf{E}_n|}{\partial z^2} \ll k_n \frac{\partial |\mathbf{E}_n|}{\partial z}$, y considerando que sólo las ondas de frecuencia ω_n contribuyen a \mathbf{E}_n , entonces la ecuación (10) se convierte en las tres ecuaciones acopladas:

$$\frac{dE_1}{dz} = \frac{i\omega_1}{2cn_1} \chi_1^{(2)} E_3 E_2^* e^{-i\Delta kz}, \quad (12)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi_2^{(2)} E_3 E_1^* e^{-i\Delta kz}, \quad (13)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = \frac{i\omega_3}{2cn_3} \chi_3^{(2)} E_1 E_2 e^{i\Delta kz}, \quad (14)$$

donde $n_{1,2,3}$ son los índices de refracción para cada una de las ondas, c es la velocidad de la luz,

$$\chi_i^{(2)} = \hat{\mathbf{e}}_i \cdot \underline{\underline{\chi}}^{(2)} : \hat{\mathbf{e}}_j \hat{\mathbf{e}}_k, \quad (15)$$

donde los subíndices i, j, k pueden tomar los valores 1, 2, 3, y

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

que es conocido como el vector de desempatamiento de fases entre las ondas 1, 2 y 3. Como en este caso las tres ondas son colineales entonces esta ecuación vectorial se convierte en una ecuación escalar. Considerando que $|\mathbf{k}| = n\omega/c$ la ecuación (16) se

convierte en

$$\Delta k = \frac{n_3 \omega_3}{c} - \frac{n_2 \omega_2}{c} - \frac{n_1 \omega_1}{c}. \quad (17)$$

El sentido físico de las ecuaciones acopladas es que describen un intercambio de energía entre las ondas involucradas debido a la interacción con el medio. Para ilustrar cómo se da este intercambio de energía entre los haces en la siguiente sección se considera un caso especial.

II.2.1 Susceptibilidad no lineal efectiva de orden dos

El producto tensorial dado por la ecuación (15) define la susceptibilidad no lineal efectiva, la cual se puede ver como la respuesta no lineal del medio para una condición particular de la polarización de las ondas incidentes.

Considerando el caso para el $LiNbO_3$, que es un cristal de clase 3m, las únicas componentes del tensor $\overset{\equiv}{\chi}^{(2)}$ que son diferentes de cero son χ_{zzz} , χ_{yyy} , χ_{zzx} , χ_{yyz} , χ_{yxx} , χ_{zyy} , χ_{zxx} y χ_{xxy} . Pero, en las condiciones de simetría de Kleinman donde las frecuencias de las ondas que se propagan en el medio están en el intervalo de transparencia del cristal, solamente hay tres valores independientes pues $\chi_{yyy} = -\chi_{yxx} = -\chi_{xxy}$ y $\chi_{zxx} = \chi_{zyy} = \chi_{yyz} = \chi_{zzx}$.

Renombrando al producto tensorial como $\chi_{ef}^{(2)}$, la ecuación (15) se convierte en:

$$\begin{aligned} \chi_{ef}^{(2)} = & \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot [\widehat{z\hat{z}\hat{z}}\chi_{zzz} + (\widehat{y\hat{y}\hat{y}} - \widehat{y\hat{x}\hat{x}} - \widehat{x\hat{x}\hat{y}})\chi_{yyy} \\ & + (\widehat{z\hat{x}\hat{x}} + \widehat{z\hat{y}\hat{y}} + \widehat{y\hat{y}\hat{z}} + \widehat{x\hat{z}\hat{x}})]\chi_{zxx} : \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_3, \end{aligned} \quad (18)$$

donde \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} son los vectores unitarios en las direcciones x , y o z . De aquí puede verse que la polarización de las ondas involucradas en el proceso determinan la no linealidad efectiva del material.

En el caso particular en el que las ondas tengan polarización extraordinaria $\widehat{\mathbf{e}}_1 = \widehat{\mathbf{e}}_2 = \widehat{\mathbf{e}}_3 = \widehat{\mathbf{z}}$,

$$\begin{aligned}
 \chi_{ef}^{(2)} &= \widehat{\mathbf{z}} \cdot [\widehat{z}z\widehat{z}\chi_{zzz} + (\widehat{y}y\widehat{y} - \widehat{y}x\widehat{x} - \widehat{x}x\widehat{y})\chi_{yyy} \\
 &\quad + (\widehat{z}x\widehat{x} + \widehat{z}y\widehat{y} + \widehat{y}y\widehat{z} + \widehat{x}z\widehat{x})]\chi_{zxx} : \widehat{\mathbf{z}}\widehat{\mathbf{z}} \\
 &= \widehat{\mathbf{z}} \cdot [\widehat{z}\widehat{z}\chi_{zzz} + \widehat{y}\widehat{y}\chi_{zxx}] \cdot \widehat{\mathbf{z}} = \widehat{\mathbf{z}} \cdot [\widehat{z}\chi_{zzz}] \\
 &= \chi_{zzz},
 \end{aligned} \tag{19}$$

el valor de $\chi_{ef}^{(2)}$ coincide con el de χ_{zzz} con lo que se obtiene la mayor respuesta no lineal. Por lo que en las ecuaciones acopladas (12-14) $\chi_1^{(2)} = \chi_2^{(2)} = \chi_3^{(2)} = \chi_{ef}^{(2)}$ y por comodidad a lo largo de este trabajo se escribirá solamente $\chi^{(2)}$ en vez de $\chi_{ef}^{(2)}$.

II.2.2 Solución particular de las ecuaciones acopladas.

Para resolver las ecuaciones acopladas se considera primero el caso en el que junto con la onda de bombeo de frecuencia ω_3 se introduce una onda de otra frecuencia, digamos ω_1 ; estos haces interactúan en el medio y generan una onda de frecuencia $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Además, por sencillez también se considera que la intensidad de las dos ondas incidentes no sufren cambios a lo largo de la interacción con un medio de longitud L y que $\chi^{(2)}$ es constante a lo largo del medio, la cual es la condición conocida como bombeo sin agotamiento (non depletion en inglés). Con estas consideraciones entonces las ecuaciones acopladas se convierten en:

$$\frac{dE_1}{dz} = 0, \tag{20}$$

$$\frac{dE_2}{dz} = \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3 E_1^* e^{-i\Delta kz}, \tag{21}$$

$$\frac{dE_3}{dz} = 0. \tag{22}$$

Integrando la ecuación (21) se obtiene que

$$E_2 = \int_0^L \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3 E_1^* e^{i\Delta kz} dz = \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3 E_1^* \left[\frac{e^{i\Delta kL} \text{sen}\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\Delta k} \right], \tag{23}$$

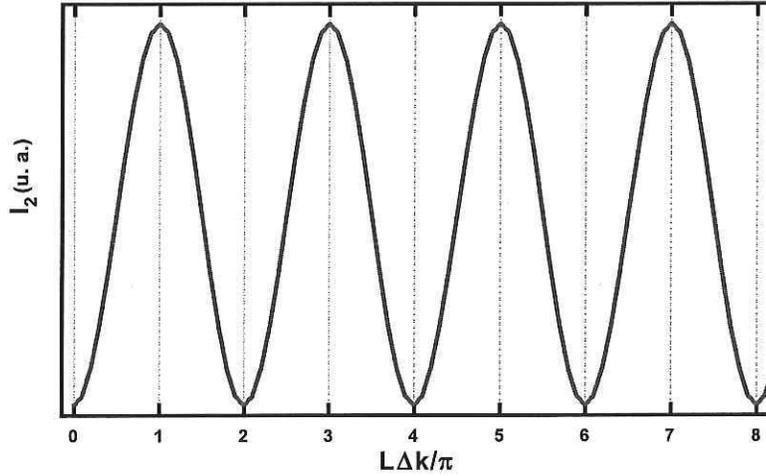


Figura 7. Intensidad de la onda generada en función de la longitud del medio cuando el término de desempatumiento de fases es arbitrario.

y como la intensidad está dada por $I \propto EE^*$, entonces

$$I_2 \propto \left[\frac{\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} \right]^2 I_1 I_3 L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right). \quad (24)$$

Como se muestra en la figura (7), la intensidad de la onda generada (I_2) oscila cuando $\Delta k \neq 0$ y se dice que no hay empatamiento de fases. Como puede verse, los máximos y mínimos están separados por una distancia $l_c = \pi/\Delta k$, ésta es la antes mencionada longitud de coherencia; se verá más adelante que este parámetro es importante para aumentar la eficiencia de conversión de energía entre las ondas.

Este comportamiento periódico en la intensidad implica que el proceso no es eficiente, dado que el haz de bombeo genera ondas a lo largo de toda la longitud de interacción, se esperaría que un cristal largo produjera mayor intensidad que un cristal corto.

La explicación física de este comportamiento se puede ver en términos de interferencia de ondas, pues la onda de frecuencia ω_2 , a la salida del medio, no es más que la superposición de todas las ondas que se han generado a lo largo del medio

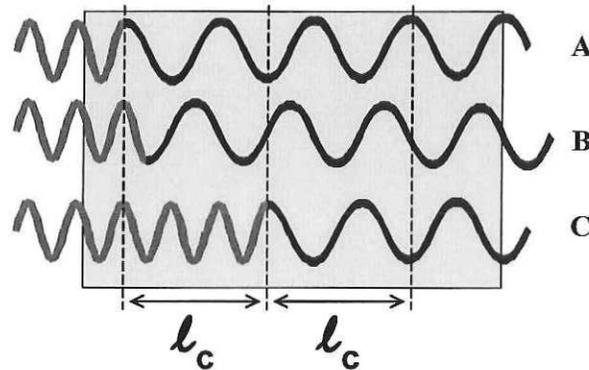


Figura 8. Ondas generadas en distintas partes del medio. A la salida del medio, las ondas producidas en una región de espesor l_c interfieren constructivamente.

a esa frecuencia; además, como el comportamiento de I_2 tiene una periodicidad $2l_c$, es suficiente analizar lo que sucede en una región del medio de espesor $2l_c$.

Como se muestra en la figura 8, la diferencia de fase entre dos ondas depende de la distancia de separación entre los puntos donde hayan sido generadas; en el caso de las ondas *A* y *C* los puntos de generación están separados por una longitud de coherencia y su diferencia de fase es π , cualquier onda que se genere dentro de esta región de longitud l_c (como la onda *B*) tiene, respecto a la onda *A* y a la onda *C*, una diferencia de fase menor a π , por lo que todas las ondas que se generen dentro de la zona de longitud l_c interfieren constructivamente y la intensidad de la señal a la salida del medio aumenta. Las ondas que se generan en la siguiente región de longitud l_c tienen una diferencia de fase entre π y 2π respecto a las ondas de la primera región, por lo que la interferencia entre las ondas de la primera región con las de la segunda es destructiva y la intensidad de la señal a la salida del medio disminuye.

En estas condiciones bastaría un cristal cuyo espesor fuera igual a la longitud de coherencia para obtener la máxima intensidad, pero como esto no es práctico, pues en la región del infrarrojo esta longitud es de algunas decenas de micras, entonces es necesario hacer otras consideraciones para que el proceso sea eficiente.

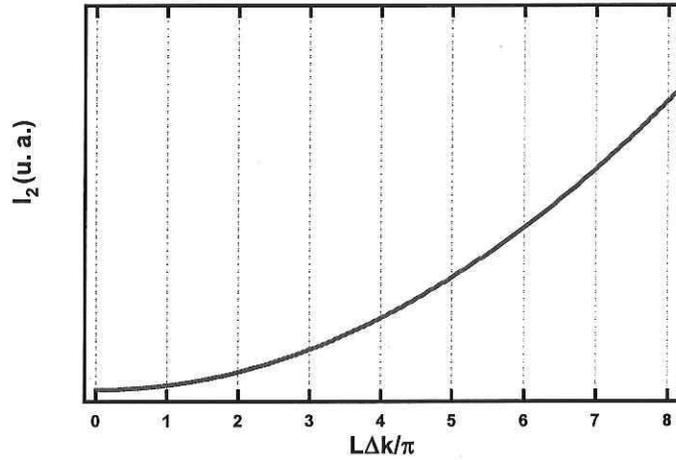


Figura 9. Intensidad de la onda generada en función de la longitud del medio cuando $\Delta k = 0$.

II.3 Empatamiento de fases

Si se considera que $\Delta k = 0$ en la ecuación (24) entonces la intensidad del haz generado es una función del cuadrado de la longitud del medio y la ecuación se convierte en

$$I_2 = I_1 I_3 \left(\frac{\omega_2}{2cn_2} \right)^2 (\chi^{(2)} L)^2. \quad (25)$$

Esta es la forma más eficiente de conversión de la energía del bombeo a la onda generada. Como puede verse en la figura 9 la intensidad de la onda generada siempre es creciente con la longitud del medio. Para cualquier otro valor de Δk el término $\text{Sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right)$ en la ecuación (24) es menor a uno y la intensidad oscila.

La condición $\Delta k = 0$ es llamada empatamiento de fases y físicamente significa que todas las ondas generadas a lo largo del medio tiene la misma fase cuando salen de él, de esta manera la interferencia de las ondas es únicamente constructiva, dando como resultado una onda muy intensa.

De la ecuación (17) la condición de empatamiento de fases también se puede escribir como

$$n_3 \omega_3 = n_2 \omega_2 + n_1 \omega_1. \quad (26)$$

Esta ecuación junto con la ecuación (4) determina las frecuencias que pueden ser generadas en el medio y como ya se había mencionado en la introducción, la ecuación (26) se puede satisfacer solamente si el medio es anisotrópico, y además la polarización de las ondas está restringida a que al menos una de ellas sea diferente a la de las otras dos.

Con estas restricciones $\chi_i^{(2)}$, dada por la ecuación (15), que es la respuesta no lineal del medio para las condiciones dadas, también queda restringida. En general $\chi_i^{(2)}$ no tiene porqué coincidir con la componente de valor mayor del tensor $\overline{\overline{\chi}}^{(2)}$, lo que significa que el empatamiento de fases no necesariamente se consigue en la dirección en la que el material tiene su mayor respuesta no lineal.

Se describe a continuación la técnica del cuasiempatamiento de fases, cuya principal ventaja es que se pueden generar frecuencias en todo el intervalo de transparencia del medio.

II.4 Cuasiempatamiento de fases

En esta técnica se busca compensar el desempatamiento de fases para que no exista interferencia destructiva entre las ondas generadas; la compensación se hace introduciendo un cambio de fase de π periódicamente cada l_c .

Una forma de introducir el cambio de fase es cambiando el signo de la susceptibilidad de orden dos del medio, obteniéndose así regiones de longitud l_c con $\chi^{(2)}$ constante. En la figura 10 se muestra un ejemplo de dominios donde el signo de $\chi^{(2)}$ varía con una periodicidad $\Lambda = 2l_c$.

Una manera de alternar el signo de $\chi^{(2)}$ es cambiando en 180° la dirección de la polarización espontánea \mathbf{P}_s en materiales ferroeléctricos, los cuales se describen en el siguiente capítulo. Un material ferroeléctrico en el que \mathbf{P}_s cambie periódicamente en 180° se dice que está periódicamente polarizado.

En la técnica de cuasiempatamiento de fases la periodicidad Λ de los dominios es un parámetro de ajuste, el cual está limitado únicamente por la capacidad de creación

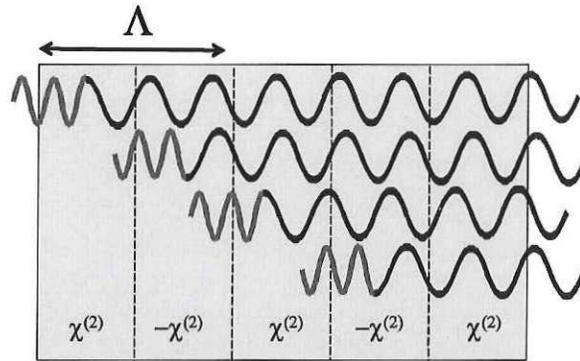


Figura 10. Cuasiempatamiento de fases. Con el cambio periódico del signo de $\chi^{(2)}$, se garantiza que a la salida del medio las ondas interfieran constructivamente ya que su diferencia de fases es un valor entre 0 y π sin importar en qué parte del medio fueron generadas.

de los dominios. Se puede decir entonces que en el caso del cuasiempatamiento de fases las características del medio son modificadas a nuestra conveniencia, mientras que en el caso del empatamiento de fases nosotros nos adecuamos a las características del medio.

II.4.1 Solución particular

La solución de las ecuaciones acopladas para un medio periódicamente polarizado se encuentra partiendo de las mismas condiciones que en la sección II.2.1, donde el haz incidente consta de dos ondas de frecuencias ω_3 y ω_1 . Pero ahora la integral sobre toda la longitud del cristal se hace por pedazos, en donde cada pedazo es un dominio que, como se muestra en la figura 11, tiene un ancho Δz y los límites de integración están dados por $z_0, z_1, z_2 \dots z_N$, donde N es el número total de dominios. Entonces la ecuación para la integral queda:

$$E_2 = \int_{z_0}^{z_1} \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3 E_1^* e^{i\Delta kz} dz + \int_{z_1}^{z_2} \frac{i\omega_2}{2cn_2} [-\chi^{(2)}] E_3 E_1^* e^{i\Delta kz} dz + \int_{z_2}^{z_3} \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3 E_1^* e^{i\Delta kz} dz + \dots, \quad (27)$$

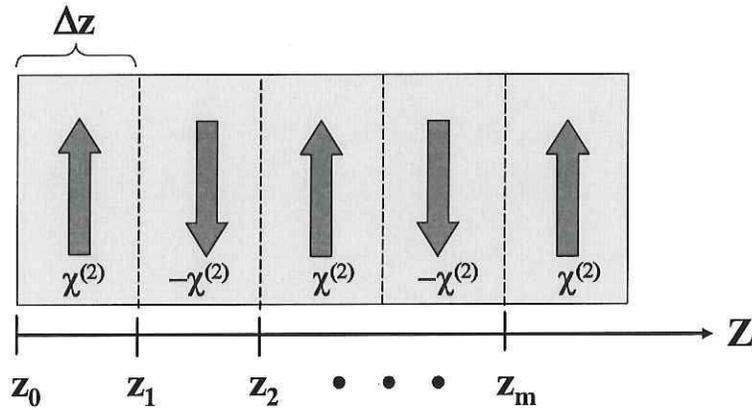


Figura 11. Dominios periódicos. El cambio de signo de $\chi^{(2)}$ es una función de z .

la cual puede simplificarse introduciendo, en vez del signo de $\chi^{(2)}$, el término $(-1)^m$ con m el número de dominio; la ecuación entonces se transforma en:

$$E_2 = \sum_{m=1}^N \int_{z_{m-1}}^{z_m} \frac{i\omega_2}{2cn_2} (-1)^m \chi^{(2)} E_3 E_1^* e^{i\Delta k z} dz. \quad (28)$$

Considerando que $z_m = m\Delta z$ y que $\Delta k \Delta z = \pi$ (condición de cuasiempatamiento de fases), la solución es:

$$E_2 = \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3 E_1^* \left(\frac{2N}{i\Delta k} \right), \quad (29)$$

donde N es el número total de dominios en el medio. Calculando la intensidad a partir de esta ecuación y considerando que la longitud del medio es $L = N\Delta z$ y que $\Delta k = \pi/\Delta z$ se tiene

$$I_2 = I_3 I_1 \left(\frac{\omega_2}{2cn_2} \right)^2 \left(\frac{2\chi^{(2)}L}{\pi} \right)^2, \quad (30)$$

donde se ve que también tiene una dependencia cuadrática con la longitud de interacción, igual que en el caso del empatamiento de fases, pero con un factor de $4/\pi^2 \approx 0.4$ respecto al empatamiento de fases.

En la figura 12 se presenta una gráfica donde se compara la intensidad en los casos de desempatamiento, empatamiento y cuasiempatamiento de fases considerando

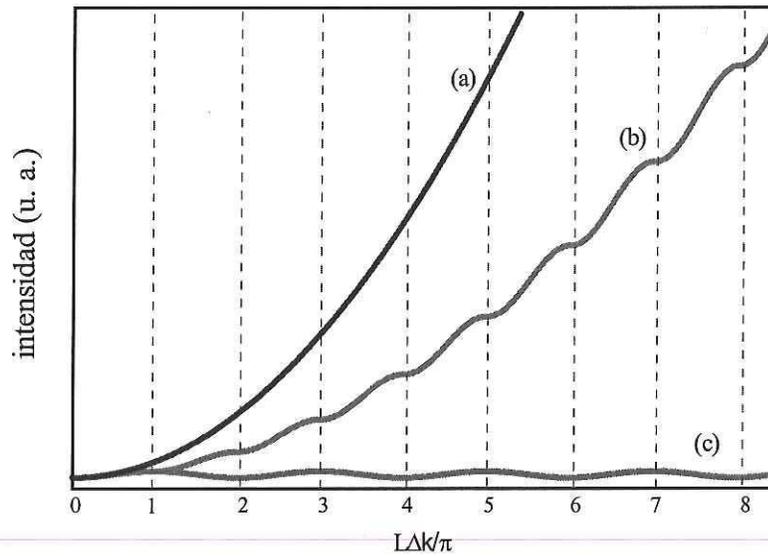


Figura 12. Intensidad de la onda generada en los casos de (a) empatación de fases, (b) cuasiempatación de fases y (c) sin empatación de fases.

el mismo valor para la no linealidad ($\chi^{(2)} = 74 \text{ pm/V}$). Aunque en la gráfica es evidente que el caso del empatación de fases es el más eficiente, en las siguientes secciones se discutirá la ventaja de usar el cuasiempatación de fases.

Para el cuasiempatación la curva se obtuvo resolviendo numéricamente la ecuación (21), las pequeñas oscilaciones que se observan son debidas a que $\Delta k \neq 0$ en una región de ancho l_c . Sin embargo, cuando L es igual a un número entero de dominios, se obtiene lo predicho por la ecuación (30).

II.4.2 Solución general para el cuasiempatación de fases

En el caso general se considera por un lado que los dominios adyacentes no tienen el mismo ancho, es decir que el primer dominio tiene un ancho a y el subsecuente dominio (que está invertido respecto al primero) tiene un ancho b pero que su periodicidad sea $\Lambda = (a+b) = 2l_c$; y por otro lado se considera que la variación periódica de $\chi^{(2)}$ se puede

expandir en una serie de Fourier [Fejer *et al.*, 1992], [Myers *et al.*, 1995] dada por:

$$\chi^{(2)}(z) = \chi^{(2)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{-ik_m z} \quad (31)$$

donde G_m es el m -ésimo coeficiente de Fourier y $k_m = 2m\pi/\Lambda$ es la m -ésima componente del vector de la rejilla de los dominios. Al introducir esto en la ecuación (21) se obtiene

$$E_2 = \int_0^L E_3 E_1^* \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{i(\Delta k - k_m)z} dz, \quad (32)$$

y haciendo una analogía con el caso general en el que no había ninguna condición de empatamiento de fases, se asocia el término $\Delta k - k_m$ como el desempatamiento de fases, con $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, y entonces se define:

$$\Delta k_c = k_3 - k_2 - k_1 - \frac{2m\pi}{\Lambda}. \quad (33)$$

Nuevamente, como en el desempatamiento de fases, se considera el caso cuando $\Delta k_c = 0$ como la condición de cuasiempatamiento de fases, la cual se puede escribir en términos de frecuencias como:

$$\frac{n_3\omega_3}{c} - \frac{n_2\omega_2}{c} - \frac{n_1\omega_1}{c} = \frac{2m\pi}{\Lambda}. \quad (34)$$

En esta última ecuación se ve que, para un material determinado y dadas tres frecuencias que cumplan con la ecuación (4), siempre es posible encontrar un valor Λ que cumpla con el cuasiempatamiento de fases, salvo los casos cuando alguna de las frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 estén en el intervalo de absorción del medio; ya no es necesario limitar la polarización de las ondas involucradas en el proceso no lineal. Es conveniente entonces, elegir la polarización de las ondas de tal forma que $\chi_i^{(2)}$ dada por la ecuación (15) tenga el mayor valor posible.

El coeficiente m -ésimo de Fourier está dado por:

$$G_m = \frac{2}{m\pi} \text{sen} \left(m\pi \frac{a}{a+b} \right), \quad (35)$$

donde al cociente $a/(a+b)$ se le conoce como "duty cycle". De aquí puede verse que para $m = 1$, el valor máximo que puede alcanzar G_m , se obtiene cuando los dominios

tienen el mismo ancho ($a = b = l_c$), razón por la cual generalmente se utilizan dominios del mismo ancho.

Haciendo la suposición de que solamente la componente m -ésima contribuye al empatamiento de fases, definiendo una nueva susceptibilidad no lineal dada por $\chi_c^{(2)} = \chi^{(2)} G_m$ y tomando el caso cuando $m = 1$ y $a = b$, se tiene que:

$$\chi_c^{(2)} = \frac{2}{\pi} \chi^{(2)}, \quad (36)$$

sustituyendo esta ecuación y $\Delta k_c = 0$ (cuasiempatamiento de fases) en la ecuación (32) queda, matemáticamente, una ecuación idéntica al caso del empatamiento de fases pero en términos de los parámetros del cuasiempatamiento de fases.

Como puede verse de las ecuaciones (25) y (30), los resultados para el cuasiempatamiento de fases pueden ser deducidos a partir de los resultados del empatamiento de fases sustituyendo la susceptibilidad dada en la ecuación (36); esto representa una ventaja pues la solución de las ecuaciones acopladas es más sencilla en el caso del empatamiento de fases. En este trabajo se utilizará esta sustitución para obtener algunos de los resultados teóricos.

Como se mostró en la figura (12), el empatamiento de fases es (obviamente) más eficiente que el cuasiempatamiento; esto sucede siempre y cuando ambos sean obtenidos con el mismo valor de $\chi^{(2)}$. Sin embargo una de las ventajas del cuasiempatamiento de fases es que se pueden crear las condiciones en las que las ondas generadas son producidas por la mayor componente del tensor $\overline{\overline{\chi}}^{(2)}$ que, por lo general, no puede ser usada en el caso de empatamiento de fases.

En particular para $LiNbO_3$ y en el caso de cuasiempatamiento de fases, la componente del tensor $\overline{\overline{\chi}}^{(2)}$ que produce la generación óptica paramétrica, usando polarización extraordinaria, es $\chi_{zzz}^{(2)} = 74 \text{ pm/V}$ [Roberts, 1992], con lo cual se obtiene un valor de $\chi_c^{(2)} = \frac{2}{\pi} \chi_{zzz}^{(2)} \approx 47$. En cambio para el mismo cristal pero en el caso de empatamiento de fases, la componente del tensor $\overline{\overline{\chi}}^{(2)}$ que produce la generación óptica paramétrica es $\chi_{xxx}^{(2)} = 8.6 \text{ pm/V}$ [Roberts, 1992].

Para hacer la comparación entre los dos casos se considera $\chi_c^{(2)}/\chi_{zxx}^{(2)} \approx 5$, de aquí se puede ver que el cuasiempatamiento de fases produce una mayor respuesta no lineal que el empatamiento de fases.

II.5 Solución general de las ecuaciones acopladas

En esta sección se encontrará una solución más general para el caso de la amplificación paramétrica, en donde se considera que inciden tres ondas en el cristal, correspondientes al bombeo, la señal y el acompañante, se supone además que las intensidades de la señal y del acompañante son muy pequeñas respecto a la del bombeo.

Usando el cambio de variable $A_j = E_j \sqrt{n_j/\omega_j}$ las ecuaciones acopladas 12-14, se transforman en:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa A_3 A_2^* e^{-i\Delta kz}, \quad (37)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa A_3 A_1^* e^{-i\Delta kz}, \quad (38)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\kappa A_1 A_2 e^{i\Delta kz}, \quad (39)$$

donde $\kappa = \frac{\chi^{(2)}}{2c} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}} = \frac{\chi^{(2)}}{2c} \sqrt{\frac{(2\pi c)^3}{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 n_1 n_2 n_3}}$ es llamada la constante de acoplamiento.

La intensidad, en términos de esta nueva variable, está dada por $I = |A|^2 \omega/n$, esto representa una ventaja ya que si se considera la energía de un fotón, dada por $\hbar\omega$; resulta que $|A|^2$ es proporcional al flujo de fotones, que es una cantidad independiente de la frecuencia.

Suponiendo que la onda de bombeo no sufre cambios significativos a lo largo de toda la longitud de interacción, esto es, que $|A_b| \gg |A_s|, |A_i|$ la solución de las ecuaciones acopladas es [Yariv, 1989]:

$$A_s(z) = A_s(0) e^{-i\Delta kz} \left[\cosh(gz) - \frac{i\Delta k}{b} \sinh(gz) \right] + i\frac{g}{b} A_i^*(0) e^{-i\Delta kz} \sinh(gz) \quad (40)$$

$$A_i(z) = A_i(0) e^{-i\Delta kz} \left[\cosh(gz) - \frac{i\Delta k}{b} \sinh(gz) \right] + i\frac{g}{b} A_s^*(0) e^{-i\Delta kz} \sinh(gz) \quad (41)$$

donde $b = \sqrt{g^2 - (\Delta k)^2}$, $\Delta k = \frac{1}{2}(k_3 - k_2 - k_1)$ y $g = \kappa A_b(0)$, y en las ecuaciones (37-39), se ha hecho el siguiente cambio de subíndices $3 = b$, $2 = i$ y $1 = s$.

Los términos $A_s(0)$ y $A_i(0)$ están relacionados con las intensidades de la señal y del acompañante justo al inicio del cristal y, en el caso de la generación óptica paramétrica con semillado, al menos uno de estos término es distinto de cero.

Es importante mencionar que en el tratamiento clásico de la mezcla de ondas es necesario suponer que en el medio inciden al menos dos ondas, una onda de frecuencia ω_b y la otra de alguna de las frecuencias ω_s y ω_i . Esto se introduce en las condiciones iniciales con las que se determina completamente la solución. En la práctica esto no siempre se cumple, pues el proceso se lleva a cabo, en el caso de la generación óptica paramétrica, con un haz de bombeo de una sola frecuencia. En estas condiciones el tratamiento clásico no puede explicar la generación de la señal y el acompañante y entonces es necesario recurrir al tratamiento cuántico, en donde el efecto es desencadenado por las fluctuaciones cuánticas del vacío.

A continuación se considera el caso cuando solamente inciden dos de las tres ondas involucradas en las ecuaciones acopladas, digamos el bombeo y la señal; a este caso se le conoce como amplificación óptica paramétrica, la cual se describe en la siguiente sección.

II.5.1 Amplificación óptica paramétrica

En este caso se considera que la onda incidente está compuesta por las frecuencias, digamos, ω_b y ω_s , y que el haz de bombeo no tiene pérdidas significativas al pasar por el medio por lo que $|A_b| \gg |A_s|$. Partiendo de la solución general de la generación óptica paramétrica y considerando el caso del empatamiento de fases ($\Delta k = 0$), se obtiene la solución que se deriva de las ecuaciones (40) y (41) :

$$A_s(z) = A_s(0) \cosh(gz) + iA_i^*(0) \sinh(gz) \quad (42)$$

$$A_i(z) = A_i(0) \cosh(gz) + iA_s^*(0) \sinh(gz) \quad (43)$$

Si se considera el caso en el que sólo la onda de bombeo y la señal inciden sobre el medio, esto es que $A_i(0) = 0$, y calculando el cuadrado de la amplitud de la señal en función de la longitud de interacción se tiene, de la ecuación (40):

$$|A_s(z)|^2 = |A_s(0)|^2 \cosh^2(gz). \quad (44)$$

$$|A_i(z)|^2 = |A_s(0)|^2 \sinh^2(gz). \quad (45)$$

Recordando que $I \propto |A_s(z)|$, se puede ver en esta última ecuación que la intensidad tanto de la señal como del acompañante son funciones crecientes de la longitud de interacción y en donde g es la ganancia. Aparentemente la intensidad de la señal crece indefinidamente, pero esta solución es válida únicamente para el caso en el que el bombeo se puede considerar constante a lo largo del medio.

Para el caso del $LiNbO_3$ y considerando uno de los casos de los experimentos hechos en este trabajo, donde el haz de bombeo tiene 0.160 mJ/pulso , con $0.160 \mu\text{m}$ de diámetro y 7 ns de duración, $\lambda_b = 1064.2 \text{ nm}$, $\lambda_s = 1460 \text{ nm}$, $\lambda_i = 3925 \text{ nm}$, $n_b = n_s = n_i = 2.1$ y tomando en cuenta que $\chi_c^{(2)} = \frac{2}{\pi} \chi_{33}^{(2)} = 47 \text{ pm/V}$ entonces $g = 3.29 \text{ cm}^{-1}$. Para un cristal de longitud 2 cm se esperarí una ganancia del orden de $\sim 10^5$.

II.5.2 Resta de frecuencias

Otro caso que es útil en este trabajo es la resta de frecuencias en donde se considera, para la solución de las ecuaciones acopladas (37-39), que sobre el medio inciden dos ondas de frecuencias ω_b y ω_r y que debido a la mezcla de ondas se genera una onda de frecuencia $\omega_s = \omega_r - \omega_b$. Entonces las condiciones iniciales son $A_s(0) = 0$, $A_r(0) \neq 0$, $A_b(0) \neq 0$ pero $A_r(0) \ll A_b(0)$, por lo que $A_b(z) = A_b = \text{cte}$. Identificando los subíndices $1 = b$, $2 = s$ y $3 = r$ en las ecuaciones acopladas (37-39) y resolviendo para el caso $\Delta k = 0$ se obtiene la solución

$$A_s(z) = A_r(0) \sin(gz) \quad (46)$$

$$A_r(z) = A_r(0) \cos(gz) \quad (47)$$

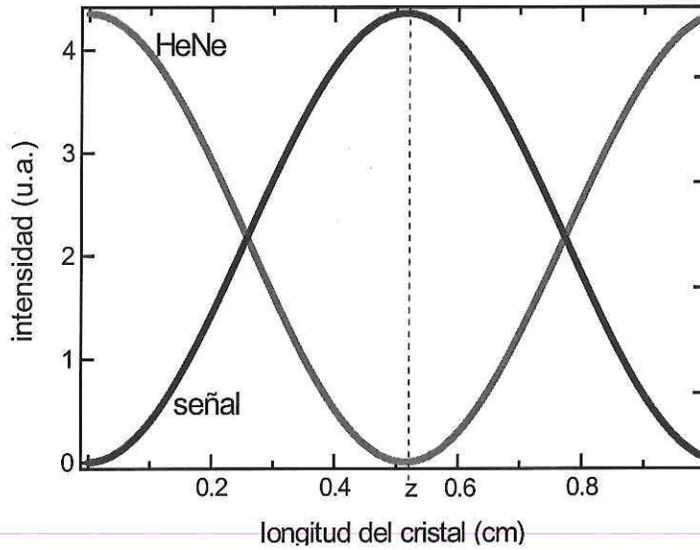


Figura 13. La longitud óptima (z) del cristal se encuentra en donde la intensidad de la señal alcanza su primer máximo.

donde $g = \kappa A_b^*$.

La intensidad entonces queda $I \propto |A_s(z)|^2 = |A_r(0)|^2 \sin^2(gz)$. El primer máximo de esta función, mostrado en la figura 13, se obtiene en $z = \pi/2g$; ésta es la distancia para la cual toda la energía correspondiente a $A_r(0)$ es convertida al haz correspondiente a A_s . Considerando que el campo eléctrico está relacionado con la potencia (Pot) mediante la ecuación $E = \sqrt{(2\Omega Pot)/(\pi r^2)}$, donde $\Omega = 377$ es la impedancia del vacío y r es el radio del haz de bombeo.

Entonces se puede escribir la longitud óptima del cristal (z) en función de la potencia del haz mediante la ecuación:

$$z = \frac{\sqrt{\pi r^2 n_s n_r \lambda_s \lambda_r}}{\chi^{(2)} \sqrt{2\Omega Pot}}, \quad (48)$$

para el caso de $LiNbO_3$ al que inciden dos haces de longitudes de onda $\lambda_r = 632.8$ nm y $\lambda_s = 1064.2$ nm, con $Pot = 37.1$ kW correspondiente a un haz pulsado de 0.260 mJ/pulso con pulsos de 7 ns de duración y con un radio de 0.5 mm, índices de refracción $n_s = 2.13$ y $n_r = 2.20$ y $\chi_c = 47$ pm/V, se encuentra que $z \approx 6$ mm. Este valor, como

se verá más adelante, es importante en el diseño del cristal con doble periodicidad utilizado en los experimentos de generación óptica paramétrica con semillado indirecto.

Hasta el momento se han descrito los mecanismos por los que se generan las ondas en un medio no lineal y las condiciones para que el proceso sea eficiente dejando a un lado las características de los medios no lineales. En el siguiente capítulo se explicarán en particular los materiales no lineales que son ferroeléctricos, pues este tipo de materiales son comunmente usados con la técnica de cuasiempatamiento de fases.

Capítulo III

Materiales no lineales

En la generación óptica paramétrica, que es un proceso no lineal de segundo orden en donde $\chi^{(2)} \neq 0$, se requieren materiales no lineales carentes de un centro de simetría (no centrosimétricos). Particularmente para el caso de la generación óptica paramétrica con cuasiempatamiento de fases, en algunos materiales como los ferroeléctricos, el proceso se lleva a cabo con relativa facilidad. En este capítulo se describen, en forma general, las características de los cristales ferroeléctricos; específicamente se describe la estructura y propiedades físicas del niobato de litio ($LiNbO_3$) que es uno de los materiales ferroeléctricos más utilizados en la generación óptica paramétrica con cuasiempatamiento de fases.

III.1 Cristales ferroeléctricos

Los cristales se clasifican por su geometría en siete sistemas: trigonal, cúbico, ortorómbico, tetragonal, hexagonal, monoclinico y triclinico. Cada uno de estos sistemas se subdivide a su vez en grupos puntuales de acuerdo a su simetría respecto a un punto; a los grupos puntuales también se les conoce como clases cristalinas y se tienen sólo 32 clases posibles. De estas 32 clases 21 no tienen un centro de simetría (no centrosimétricos); de las 21 clases no centrosimétricas 20 presentan el efecto piezoeléctrico, esto es que bajo presión mecánica se genera una corriente dentro del cristal. De esas 20 clases, 10 de ellas presentan un comportamiento polar permanente, esto es que en ausencia de algún campo eléctrico tienen una polarización intrínseca (momento dipolar por unidad de volumen) llamada polarización espontánea P_s . Las 10 clases polares presentan el efecto piroeléctrico, en el que cambios en la temperatura generan una corriente dentro del medio, debido a que la polarización P_s es dependiente de la temperatura.

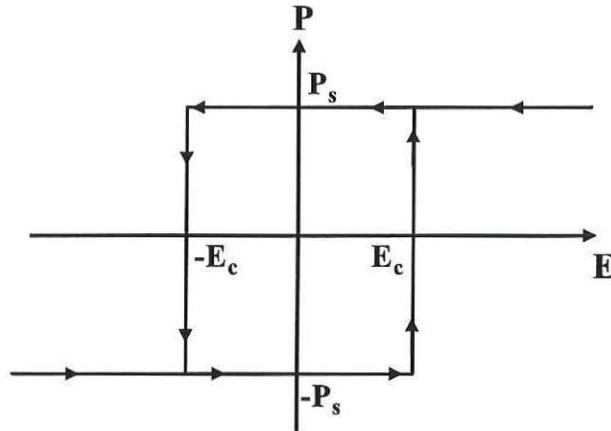


Figura 14. Curva de histéresis de la polarización espontánea de un cristal ferroeléctrico en función del campo eléctrico externo aplicado.

Los cristales ferroeléctricos son un subgrupo de los cristales piroeléctricos y son aquellos en los que la polarización P_s puede ser reorientada mediante la aplicación de un campo eléctrico externo en la dirección adecuada. La dependencia de la polarización intrínseca como función del campo eléctrico aplicado es una curva de histéresis, como se muestra en la figura 14, donde hay un valor de la magnitud del campo eléctrico E_c , llamado campo coercivo y cuyo valor depende del tipo de material, a partir del cual la polarización espontánea P_s del cristal cambia de dirección en forma permanente, pues una vez que desaparece el campo externo la polarización no regresa a su dirección original.

Por otro lado, hay una temperatura del cristal, llamada temperatura de Curie (T_c), por encima de la cual la polarización espontánea desaparece debido a un reacomodo en la estructura cristalina, y se dice que el cristal se encuentra en un estado no polar. Por lo general, a temperatura ambiente los materiales ferroeléctricos tienden a estar en un estado polar. La temperatura de Curie para el niobato de litio es de $\sim 1200\text{ }^\circ\text{C}$ [Weis y Gaylord, 1985], por lo que a las temperaturas que se manejan en los experimentos realizados en esta tesis, entre 20 y $150\text{ }^\circ\text{C}$, se mantiene en su estado polar.

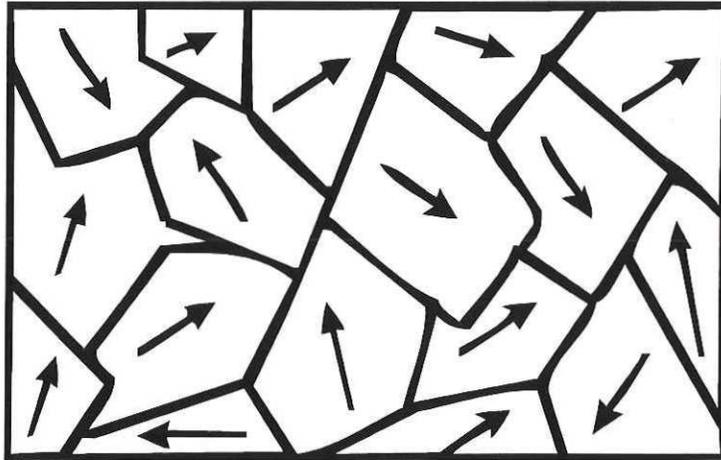


Figura 15. Dominios ferroeléctricos, definidos como las regiones donde la polarización espontánea es constante.

En el estado polar del cristal, a las regiones donde la polarización tiene la misma dirección se les denomina dominios ferroeléctricos (figura 15).

Los elementos de simetría del grupo puntual al cual pertenecen los materiales determinan las posibles orientaciones que puede tomar la polarización espontánea \mathbf{P}_s y en el caso particular del niobato de litio \mathbf{P}_s se alinea en dirección del eje cristalográfico "c", que es el eje de simetría del cristal. En estos materiales pueden existir dos tipos de dominios, paralelo y antiparalelo al eje "c" y se les conoce como dominios de 180°.

Otra de las características importantes de los ferroeléctricos, que es básicamente la razón por la que son utilizados en la técnica de cuasiempataamiento de fases, es la dependencia del coeficiente no lineal de orden dos del medio ($\chi^{(2)}$) con la polarización espontánea [Lines y Glass, 1977]. En los ferroeléctricos esta dependencia está dada por [DiDomenico y Wemple, 1969]:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) \propto \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, 0) P_{s,l}, \quad (49)$$

donde i, j, k, l denotan las componentes de los tensores de susceptibilidad correspondientes y ω es la frecuencia producida por la suma de ω_1 y ω_2 . De esta relación se ve que un cambio en la dirección de \mathbf{P}_s es equivalente a cambiar el signo de $\chi^{(2)}$.

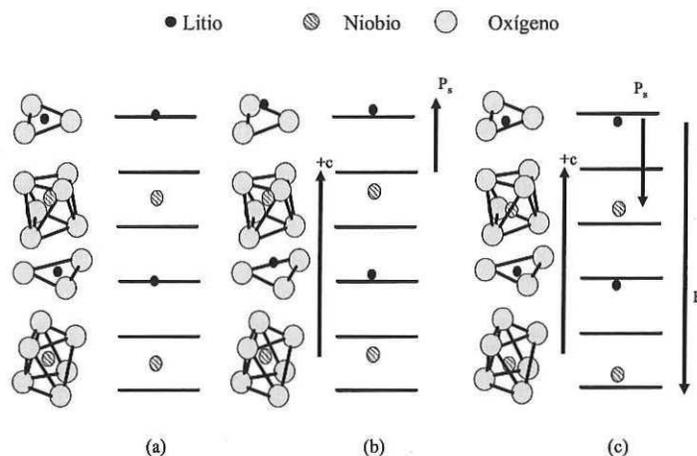


Figura 16. Estructura del $LiNbO_3$. a) En el estado no polarizado los iones de Li y Nb están centrados en las celdas de átomos de oxígeno. b) y c) En el estado polarizado los iones de Li y Nb no están centrados.

III.2 Niobato de litio ($LiNbO_3$)

El niobato de litio es un cristal uniaxial negativo, lo que significa que es un cristal birrefringente (con $n_e < n_o$); pertenece al grupo puntual $3m$, por lo que tiene tres planos de simetría cada uno a 60° del otro. Está clasificado como trigonal y por lo tanto se puede elegir como celda unitaria una celda hexagonal o una rombohédrica.

Para nuestros propósitos usaremos la celda unitaria hexagonal; respecto a esta celda se define el eje "c" del cristal como la intersección de los tres planos de simetría.

La figura 16 muestra la celda unitaria del $LiNbO_3$ compuesta por iones de litio, niobio y oxígeno. En su estado no polar, los iones de Li y Nb están rodeados de una forma simétrica por grupos de iones de oxígeno, por lo que su momento dipolar es cero, como se muestra en la figura 16a. Por debajo de la temperatura de Curie, los iones de Li y Nb se despazan a lo largo del eje "c", dando lugar a un momento dipolar, como se muestra en la figura 16b. La aplicación de un campo eléctrico por encima del campo coercivo hace desplazar los iones en el sentido opuesto, lo cual cambia el signo del momento dipolar y por lo tanto la dirección de \mathbf{P}_s , como se muestra en la figura 16c.

Según la razón molar entre el niobio y el litio (Li/Nb) existen dos composiciones químicas con las que se puede crecer un cristal, una es la estequiométrica donde $Li/Nb = 1$, y la otra es la congruente donde $Li/Nb = 0.946$. Algunas de las características del cristal como la dispersión del índice de refracción, el coeficiente de absorción, la temperatura de Curie o el campo coercivo dependen de esta composición. Aunque el $LiNbO_3$ estequiométrico tiene mejores propiedades físicas, como la resistencia al daño fotorrefractivo [Furukawa *et al.*, 1998], la respuesta no lineal [Dmitriev *et al.*, 1997] y el campo coercivo [Chen *et al.*, 2001], es más difícil de crecer que el $LiNbO_3$ congruente.

Cualquiera que sea la composición con que se haya crecido el cristal, sus propiedades físicas se describen referidas a un sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) definidos como sigue: el eje z coincide en dirección y sentido con el eje "c" del cristal, el eje x coincide con alguno de los ejes cristalinos de la celda unitaria hexagonal, y el eje y se elige de tal manera que el sistema sea derecho. Respecto a este sistema se refieren las componentes del tensor de susceptibilidad no lineal del medio.

Se define un coeficiente d_{ijk} llamado coeficiente no lineal efectivo y definido en términos de la susceptibilidad no lineal de orden dos como:

$$\chi_{ijk}^{(2)} = 2d_{ijk}, \quad (50)$$

que para el $LiNbO_3$ los coeficientes no lineales efectivos distintos de cero son: $d_{222} = \chi_{yyy}^{(2)}/2 = 2.1 \text{ pm/V}$, $d_{311} = \chi_{zxx}^{(2)}/2 = -4.35 \text{ pm/V}$ y $d_{333} = \chi_{zzz}^{(2)}/2 = -27.2 \text{ pm/V}$ [Dmitriev *et al.*, 1997]. Cabe mencionar que el valor de d_{333} es uno de los más grandes que se encuentran para los materiales no lineales, lo que hace al $LiNbO_3$ un material muy atractivo para ser usado en procesos no lineales de segundo orden.

La componente d_{333} es mucho mayor que las otras y esto determina la orientación del cristal para ser utilizado eficientemente en la generación óptica paramétrica con cuasiempatamiento de fases. Para poder acceder esta componente los estados de polarización de todas las ondas que interactúan deben estar orientadas a lo largo del eje "c", en otras palabras, todas las ondas tienen polarización extraordinaria, por lo que solamente es importante la dispersión del índice de refracción extraordinario

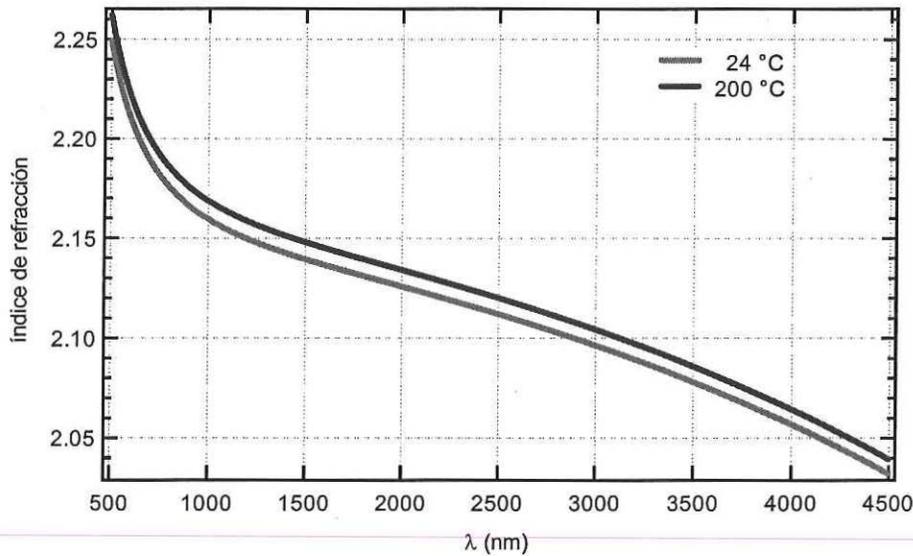


Figura 17. Dispersión del índice de refracción extraordinario para LiNbO_3 congruente calculado con un modelo de Sellmeier con dos osciladores.

del medio. Debido a esto, en todos los experimentos realizados en este trabajo, los cristales se orientaron de tal forma que el haz de bombeo entrara con una polarización extraordinaria.

La dispersión del índice de refracción extraordinario para el LiNbO_3 en todo su intervalo de transparencia ha sido caracterizado con un modelo de Sellmeier de dos osciladores y una corrección para el infrarrojo por [Jundt, 1997], dado por:

$$n_e^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2, \quad (51)$$

donde $a_1 = 5.35583$, $a_2 = 0.100473$, $a_3 = 0.20692$, $a_4 = 100$, $a_5 = 11.34927$, $a_6 = 1.5334 \times 10^{-2}$, $b_1 = 4.629 \times 10^{-7}$, $b_2 = 3.862 \times 10^{-8}$, $b_3 = -0.89 \times 10^{-8}$, $b_4 = 2.657 \times 10^{-5}$, $f = (T - 24.5^\circ\text{C})(T + 570.82)$, λ está en micras y T en grados centígrados. En la figura 17 se muestran los resultados de este modelo para dos temperaturas 24 y 200 °C.

Otras características importantes del LiNbO_3 son sus efectos piroeléctrico, piezoeléctrico, electro-óptico, fotorrefractivo, fotoelástico, fotovoltaico y acusto-óptico,

debido a todas estas características es utilizado como modulador, multiplexor, elemento de memoria fotorrefractiva, transductor, etc.

En este trabajo se utilizan cristales en forma de obleas, de composición congruente, en las cuales el eje z es perpendicular a las caras de la oblea; a esto se le denomina corte en z . Este tipo de $LiNbO_3$ tiene una temperatura de Curie de $\sim 1100\text{ }^\circ C$, su campo coercivo es de $\sim 21kV/mm$, y su coeficiente de expansión térmica (perpendicular al eje "c") $\alpha_{\perp} = 15.4 \times 10^{-6}/^\circ C$ [Landolt-Börnstein, 1981]; este coeficiente es importante ya que los dominios están formados transversalmente a esta dirección, por lo que cambios en la temperatura del cristal afectan su periodicidad y por lo tanto la longitud de onda de las ondas generadas en el medio. Su ventana de transparencia va desde 0.4 hasta $5.5\ \mu m$, con un coeficiente de absorción $\alpha = 0.0019\ cm^{-1}$ para $1.064\ \mu m$ [Dmitriev *et al.*, 1997].

III.2.1 Curvas de sintonización (por dominios y por temperatura)

De la condición para el cuasiempatamiento de fases dada por la ecuación (34) se ve que las frecuencias de las ondas generadas depende de dos cosas: del índice de refracción del cristal y de la periodicidad de los dominios. Variando alguno de estos parámetros se pueden sintonizar las frecuencias (y por lo tanto la longitud de onda) de los haces generados.

El índice de refracción se puede controlar mediante la temperatura del cristal y, en los materiales anisotrópicos, con el ángulo de incidencia del haz de bombeo, por lo que generalmente se denomina sintonización por temperatura o por ángulo a este tipo de sintonización.

En este trabajo se utilizó solamente la sintonización por temperatura y por periodicidad de dominios, la sintonización por ángulo no se usó ya que la dirección de propagación de los haces siempre es perpendicular al eje óptico del cristal, y para esta configuración el índice de refracción extraordinario es independiente del ángulo.

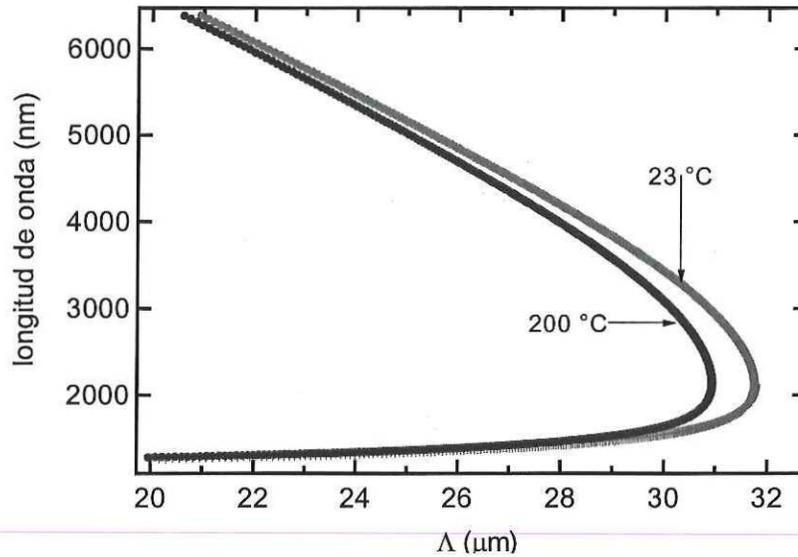


Figura 18. Curva de sintonización por dominios en el intervalo de transparencia del $LiNbO_3$. Longitud de onda para el bombeo: $1.0642 \mu m$.

La curva de sintonización para el $LiNbO_3$ en función de la periodicidad Λ de los dominios se calculó a partir de las ecuaciones (4) y (34), considerando una longitud de onda para el haz de bombeo de $1.0642 \mu m$ que corresponde a la emisión de un láser de Nd:YAG. En todos los cálculos involucrados con el índice de refracción extraordinario se utilizó el modelo presentado en [Jundt, 1997] y descrito por la ecuación (51). En la figura 18 se muestran las curvas de sintonización por dominios para dos temperaturas específicas, 23 y $200^\circ C$, que es el intervalo de temperatura que se utilizó en este trabajo.

Como las longitudes de onda generadas dependen de la periodicidad de los dominios, es importante considerar los cambios en la periodicidad debidas a la expansión térmica del material. Debido a la orientación de los dominios se considera solamente el coeficiente de expansión térmica (α_{\perp}) en la dirección perpendicular al eje "c". Para periodicidades del orden de $30 \mu m$ y un incremento de temperatura de $125^\circ C$, la periodicidad de los dominios se incrementa en ~ 50 nm; este cambio en la periodicidad incrementa en ~ 2 nm la longitud de onda del acompañante (para la señal el incremento

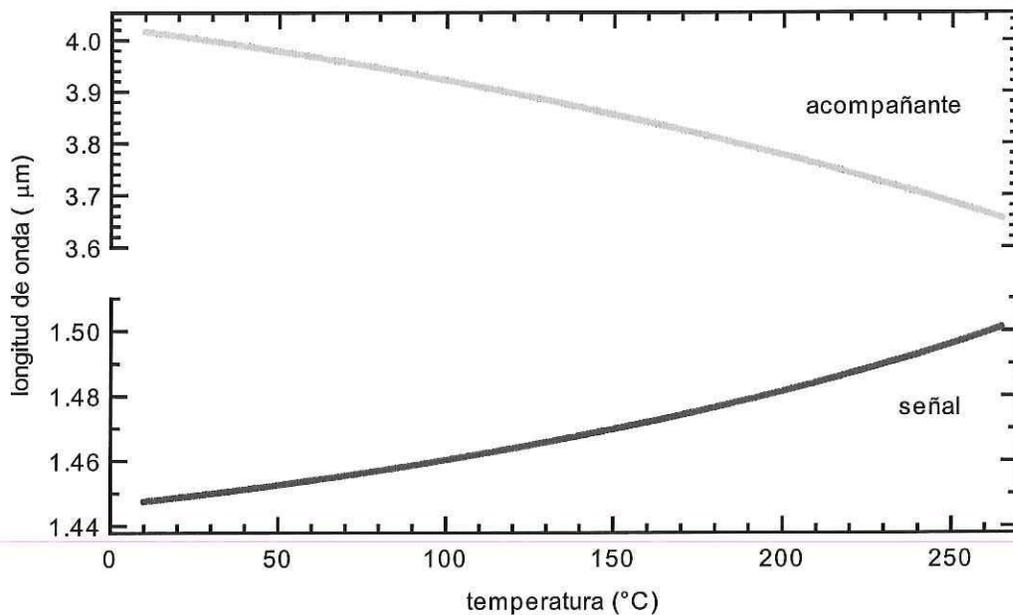


Figura 19. Curva de sintonización por temperatura para $LiNbO_3$ periódicamente polarizado. Se consideró la longitud de onda del haz de bombeo de $1.064 \mu m$ y $\Lambda = 28.5 \mu m$.

en longitud de onda es menor), esto representa un error del 2% del valor calculado sin expansión de dominios respecto al calculado con expansión de dominios.

En general para los experimentos de este trabajo, se considera que el error debido a la expansión térmica de los dominios se puede despreciar pues hay parámetros de igual importancia, como el índice de refracción, que no pueden ser determinados para cada uno de los cristales utilizados.

La sintonización por temperatura se calculó con las mismas ecuaciones que la sintonización por dominios. Considerando ahora una periodicidad de dominios fija, $\Lambda = 28.5 \mu m$, y un intervalo de temperatura entre 20 y $250 \text{ }^\circ C$, se obtiene la curva de sintonización mostrada en la figura 19.

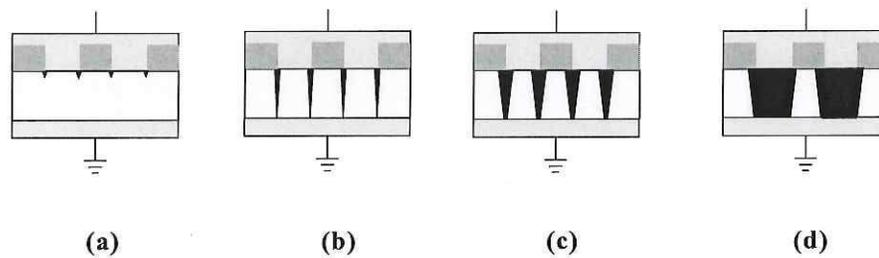


Figura 20. Formación de dominios periódicos en $LiNbO_3$. a) nucleación, b) propagación, c) expansión lateral, d) coalescencia.

III.3 Formación de dominios

La formación de dominios cuando se aplica un campo eléctrico externo se puede describir, básicamente, en cuatro etapas que son: a) la nucleación, b) la propagación, c) la expansión lateral y d) la coalescencia [Fatuzzo y J. Merz, 1967].

Para explicar las etapas consideremos la figura 20, donde se muestra un cristal de $LiNbO_3$ monodominio, en donde la polarización espontánea en todo el material es constante, colocado entre un par de electrodos, uno de los cuales es periódico.

La nucleación de los dominios (figura 20a) comienza cuando el campo eléctrico aplicado rebasa el valor del campo coercivo del material. Los puntos donde preferentemente comienza la nucleación son aquellos donde el campo es más intenso, o donde hay defectos o impurezas en el cristal. En la figura se puede ver que la nucleación comienza en los puntos de discontinuidad del electrodo, ya que el campo es mayor en las discontinuidades debido a los efectos de punta.

La propagación (longitudinal) de los dominios es el proceso de propagación hacia el otro electrodo (figura 20b), el cual se lleva a cabo con una velocidad que depende tanto del campo eléctrico como de la temperatura y de los defectos del material.

La expansión (lateral) es la propagación lateral de las paredes de los dominios y, como se puede ver en la figura 20c, se da cuando la propagación longitudinal ha

terminado. Esta expansión es más lenta que la propagación longitudinal y su efecto es que los dominios comienzan a desplazarse por debajo de los electrodos.

La coalescencia es cuando, debido a la expansión lateral, las paredes de los dominios de dos regiones invertidas se juntan formando una sola región de mayor tamaño (figura 20d).

Para que la inversión de los dominios sea permanente una vez que desaparece el campo eléctrico externo, éste debe aplicarse por lo menos $\sim 50 \text{ ms}$ [Myers *et al.*, 1995]. Si el campo es aplicado por un tiempo mucho mayor los dominios crecen, coalescen y la inversión puede llegar a ser completa en todo el material, obteniéndose nuevamente un cristal de un solo dominio (monodominio).

Una de las formas para determinar en qué momento se debe dejar de aplicar el voltaje consiste en medir la corriente (I) que se genera debido al movimiento de las cargas durante la inversión, cuando se están formando los dominios. Esta corriente es proporcional a la carga (Q) que se deposita en la muestra y que está dada por [Lines y Glass, 1977]

$$Q = 2AP_s, \quad (52)$$

donde A es el área del electrodo y P_s es la polarización espontánea del material. Para el caso del niobato de litio $P_s = 71 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

III.4 Técnica de la inversión de dominios

Existen varias técnicas para realizar la inversión de los dominios, como por ejemplo difusión química, tratamientos con calor (temperaturas cercanas a la de Curie), con un haz de electrones o bien controlando el crecimiento del cristal. En algunas de ellas la reproducibilidad no es buena, o bien los dominios se forman sólo en las regiones cercanas a la superficie del cristal.

Una de las técnicas que ha tenido mayor éxito es la aplicación de un campo eléctrico externo, ya que se han obtenido resultados reproducibles en particular en LiNbO_3 .

El proceso mediante el cual se crean los dominios en el $LiNbO_3$ es un proceso litográfico descrito en [Miskey *et al.*, 2000], [Houé y D., 1995] y [Myers *et al.*, 1995] que básicamente consiste en tres etapas: la fabricación de una mascarilla, el depósito de fotorresina y grabado de la mascarilla en el cristal, y la aplicación del campo eléctrico. Cada una de estas etapas se describen a continuación.

III.4.1 Fabricación de la mascarilla

La mascarilla se fabricó mediante una técnica óptica, que consiste en grabar un patrón de franjas oscuras y claras, de periodicidad Λ , en una placa holográfica de alta resolución (> 1500 líneas/mm). Cada una de las franjas oscuras es una exposición de la imagen de una rendija variable.

Se utilizó un haz de 476 nm emitido por un láser de Ar , un obturador, un filtro espacial, una rendija variable, una lente de ampliadora y una placa holográfica (Ilford SP672T). Las características de la lente de ampliadora permiten formar una imagen con mínima aberración de la rendija variable sobre la placa holográfica. El filtro espacial y la lente colimadora permiten iluminar uniformemente la rendija variable y el obturador controla el tiempo de exposición de cada una de las franjas.

La placa holográfica está colocada sobre una montura cinemática que por su orientación permite controlar el ángulo al rededor de los ejes X y Y en forma independiente (considerando que el eje Z sea perpendicular al plano focal de la lente de ampliadora y el sistema de referencia sea derecho); esta montura a su vez está colocada sobre una platina traslacional orientada de tal forma que su desplazamiento sea en una dirección paralela al plano focal de la lente de ampliadora. La platina traslacional y también el obturador son controlados por medio de una computadora. El arreglo se muestra en la figura 21.

El número n de franjas oscuras (o de exposiciones) necesarias para la mascarilla está determinado por la longitud L del cristal y la periodicidad Λ de los dominios, $n = L/\Lambda$. Para los experimentos de este trabajo la longitud del cristal es de unos

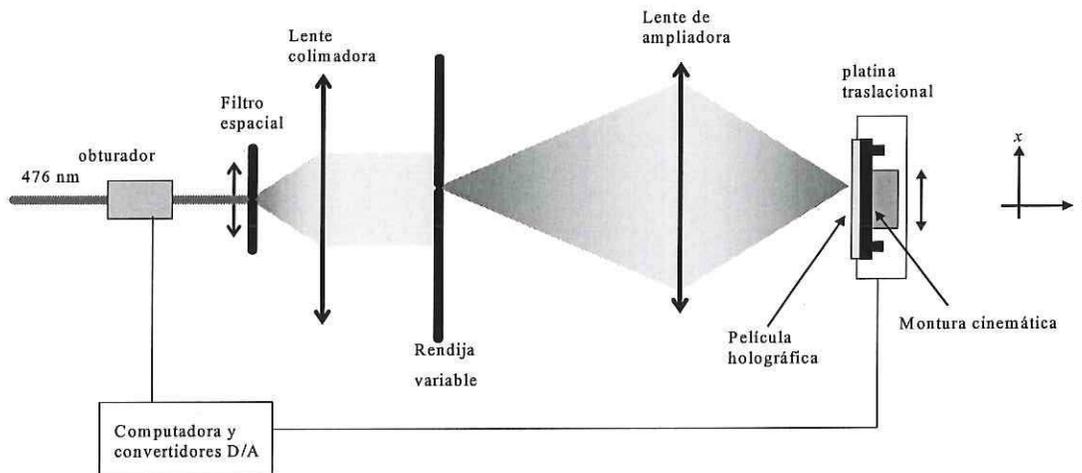


Figura 21. Arreglo para grabar las mascarillas. Se muestra solamente el plano XZ del sistema de referencia.

cuantos centímetros y las periodicidades que se requieren están entre 11.5 y $34.4 \mu\text{m}$, por lo que las mascarillas tienen $n \sim 1000$ franjas.

Debido a la cantidad de franjas necesarias para la mascarilla es importante realizar cada desplazamiento de la placa holográfica con la mayor exactitud posible, por ello se eligió una platina traslacional con una exactitud de 100 nm . Con esta exactitud en los desplazamientos el error máximo acumulado después de 1000 desplazamientos es de 1 micra.

El primer paso es enfocar la imagen de la rendija variable sobre el plano de la placa holográfica. El siguiente paso es mantener enfocada la imagen de la rendija sobre la placa holográfica a lo largo de una distancia de desplazamiento (de la platina traslacional) de aproximadamente cinco centímetros. Para conseguir esto fue necesario usar un arreglo confocal, en el que la rendija variable se sustituye por el pinhole de un filtro espacial y la placa holográfica por un espejo hecho con una placa holográfica aluminizada. En la figura 22 se muestra el arreglo utilizado, en donde la imagen del pinhole (formada por la lente de ampliadora) y el pinhole son puntos conjugados, además se ha utilizado un divisor de haz para tener un plano de observación (P) que

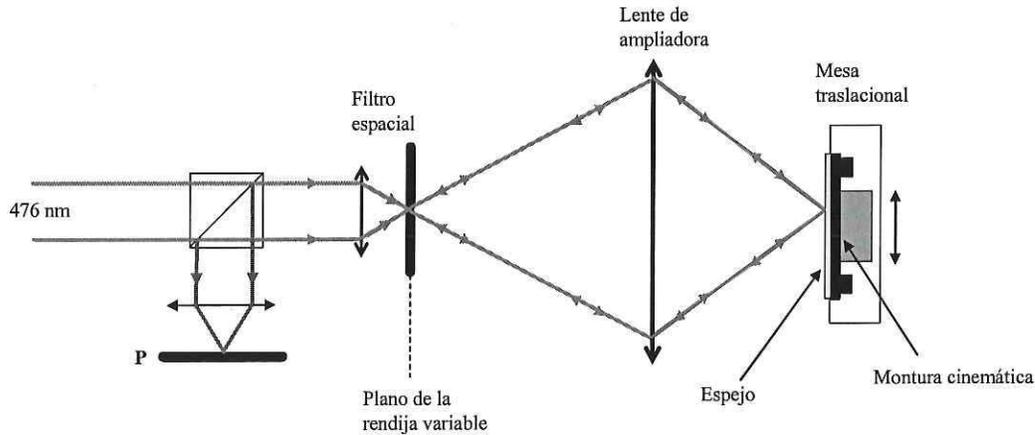


Figura 22. Arreglo confocal. Cuando el espejo se encuentra en el plano focal de la lente de ampliadora se forma un punto luminoso en el plano de observación P .

no interfiera con el haz incidente. Cuando la imagen del pinhole está sobre el espejo se observa en el plano P un punto de máxima intensidad. Si la imagen del pinhole no está sobre el espejo, entonces el pinhole bloquea la luz reflejada en el espejo y el punto observado en P disminuye su intensidad o desaparece completamente.

Si el plano del espejo no es paralelo al plano focal de la lente de ampliadora, la intensidad del punto observado en P disminuye después de varios desplazamientos (de longitud Λ) de la platina traslacional. Cuando esto sucede se corrige la orientación de la placa mediante movimientos de la montura cinemática en la dirección adecuada (alrededor del eje X o alrededor del eje Y) hasta obtener nuevamente la máxima intensidad del punto observado en P , después de esto se desplaza nuevamente la platina traslacional. Este proceso se repite hasta lograr que a lo largo de un desplazamiento de aproximadamente cinco centímetros la intensidad del punto observado en P sea constante.

Una vez alineado el plano de la placa holográfica con el plano focal de la lente, se quita el filtro espacial y se coloca la rendija variable y se sustituye el espejo por una placa holográfica virgen.

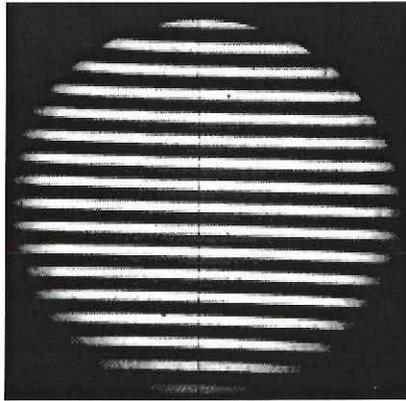


Figura 23. Mascarilla de $34.4 \mu m$ de periodicidad. La línea vertical del centro corresponde a la retícula del ocular.

El patrón de franjas se forma mediante exposiciones consecutivas de la imagen de la rendija sobre la placa holográfica de la siguiente manera: se hace una exposición de la imagen de la rendija variable sobre la placa holográfica, después de la exposición se desplaza la montura traslacional una distancia fija Λ (que es la periodicidad de los dominios), después se hace otra exposición y se desplaza nuevamente la placa holográfica. Repitiendo este proceso múltiples veces se obtiene un patrón de franjas de periodicidad Λ .

Para obtener la mayor nitidez del patrón de franjas, es decir que el cambio de la zona clara a la oscura sea lo más abrupto posible se utiliza un revelador de alto contraste (Naccolith 611 A&B).

Con esta técnica se obtienen mascarillas de buena calidad de 5 cm de longitud y 1 cm de ancho, con periodicidades entre 11.4 y $34.4 \mu m$. En la figura 23 se muestra la fotografía de una de las mascarillas obtenidas.

La calidad de las mascarillas es de gran importancia en el proceso de inversión de dominios ya que determina la periodicidad de los dominios en el cristal, que a su vez determina las longitudes de onda generadas en el medio; por último la nitidez de las franjas, como se verá en las siguientes secciones, está involucrada con la nucleación de los dominios.

III.4.2 Depósito de fotorresina y grabado de la mascarilla

Para realizar la inversión periódica de dominios se necesita que los electrodos también sean periódicos. Los electrodos que se utilizaron en este trabajo consisten básicamente en tres elementos: un patrón de franjas hecho con fotorresina, un par de electrodos metálicos y una solución saturada de cloruro de litio que funciona como electrolito [Fonseca Campos, 2000].

La propagación de los dominios es preferentemente de la cara positiva a la cara negativa del cristal [Chen *et al.*, 2001]; esto determina la orientación del cristal respecto a los electrodos, y para que la nucleación de dominios comience en la cara positiva del cristal es necesario que los electrodos periódicos estén sobre esta cara, por lo que para depositar la fotorresina es necesario identificar primero la cara positiva del cristal.

En esta tesis se usaron cristales de $LiNbO_3$ en forma de oblea de tres pulgadas de diámetro, 0.51 mm de espesor y con corte en "z" (el eje "c" es perpendicular a las caras de mayor superficie [Weis y Gaylord, 1985]). Una de las formas de identificar la cara positiva es mediante el efecto piroeléctrico, ya que al calentar el cristal los iones de litio y niobio se desplazan en la dirección del eje "c" respecto a sus posiciones originales, produciendo un exceso de carga negativa en uno de los lados del cristal. El lado con carga negativa define la cara positiva del cristal. De esta manera si al calentar el cristal se mide un voltaje positivo entonces la cara positiva del cristal coincide con la terminal negativa.

Una vez identificada la cara positiva, la fotorresina (Shipley 1813) se deposita sobre esta cara mediante la técnica de "spin coating". En esta técnica el cristal se mantiene girando mientras la fotorresina se deposita. Para obtener una capa uniforme de fotorresina de aproximadamente 2 μm de espesor se usaron velocidades angulares entre 4000 y 6000 rpm. Posteriormente, para endurecer la capa de fotorresina, el cristal con fotorresina se hornea a 120 °C durante una hora.

La orientación de la mascarilla respecto al cristal es importante porque debido a la estructura cristalina, las paredes de los dominios tienden a formarse en dirección perpendicular al ejes x , por lo que para facilitar la formación de los dominios la

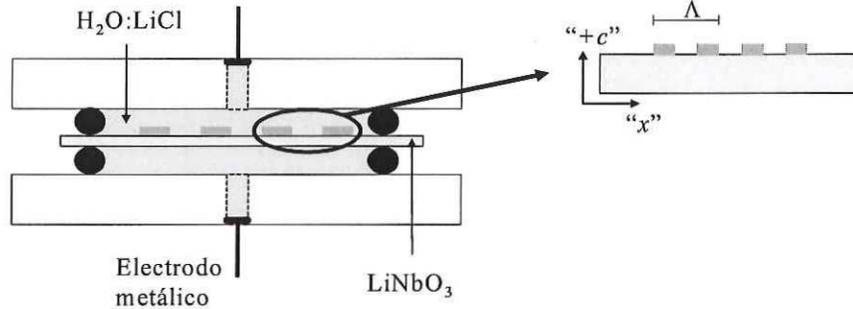


Figura 24. Esquema del cristal en la montura con electrodos. La solución de $\text{H}_2\text{O} : \text{LiCl}$ sirve como electrodo líquido mientras que la fotorresina impide que toda la superficie del cristal esté en contacto con el electrodo líquido.

orientación del vector de onda del patrón de franjas de la mascarilla debe ser paralelo al eje x del cristal (figura 24), cuya dirección está indicada por el fabricante con una muesca en el cristal.

La mascarilla se coloca en la orientación adecuada sobre la fotorresina y se graba exponiéndola a la luz ultravioleta. El siguiente paso es revelar la fotorresina, y en este proceso se busca que las franjas de fotorresina tenga las paredes lo más verticales posibles, para ello se utiliza un revelador de alto contraste (Microposit 351).

III.4.3 Aplicación del campo eléctrico

El cristal con el patrón de fotorresina es colocado en una montura (de un material aislante) que contiene un par de electrodos metálicos y en la que ambas caras del cristal quedan inmersas en la solución de cloruro de litio, como se muestra en la figura 24. Esta solución funciona como electrodo líquido, pues está en contacto con los electrodos metálicos, los cuales son conectados a una fuente de alto voltaje controlada por una computadora.

Los electrodos metálicos, la fotorresina y la solución electrolítica en conjunto forman, sobre el cristal, electrodos periódicos de ancho $\lambda/2$ y con periodicidad λ . La

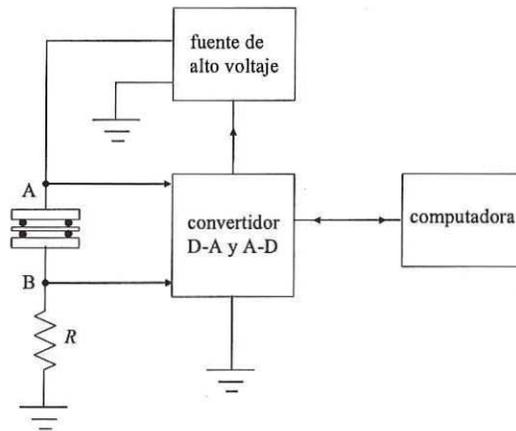


Figura 25. Diagrama del circuito para monitorear la inversión de dominios.

orientación del cristal es de tal forma que a la cara positiva se le aplica un voltaje positivo, que para el espesor de la muestra es de 10 kV aproximadamente.

Como se mencionó en la sección III.3, la nucleación de los dominios comienza en donde el valor del campo eléctrico aplicado rebasa el valor del campo eléctrico coercivo. Por la forma de los electrodos el campo eléctrico es mayor, debido a los efectos de punta, en las esquinas de la fotorresina, como se muestra en la figura 20a. También se había mencionado que si el campo eléctrico se aplica durante mucho tiempo puede invertirse la polarización de todo el cristal debido al crecimiento lateral de los dominios, lo cual no es conveniente, por ello es necesario contar con un sistema de monitoreo en tiempo real que permita determinar la cantidad de material que se está invirtiendo durante la aplicación del campo.

Una manera de deducir la cantidad de material en la que se ha invertido la polarización es medir la corriente de desplazamiento en función del tiempo; integrando respecto al tiempo esta corriente se obtiene la carga depositada en la superficie del cristal. La carga total (Q) necesaria para invertir la polarización de todo el cristal está dada por la ecuación (52). Pero en este caso, se requiere que el "duty cycle" (definido en la sección II.4.2) sea $1/2$, esto quiere decir que la cantidad de material con polarización

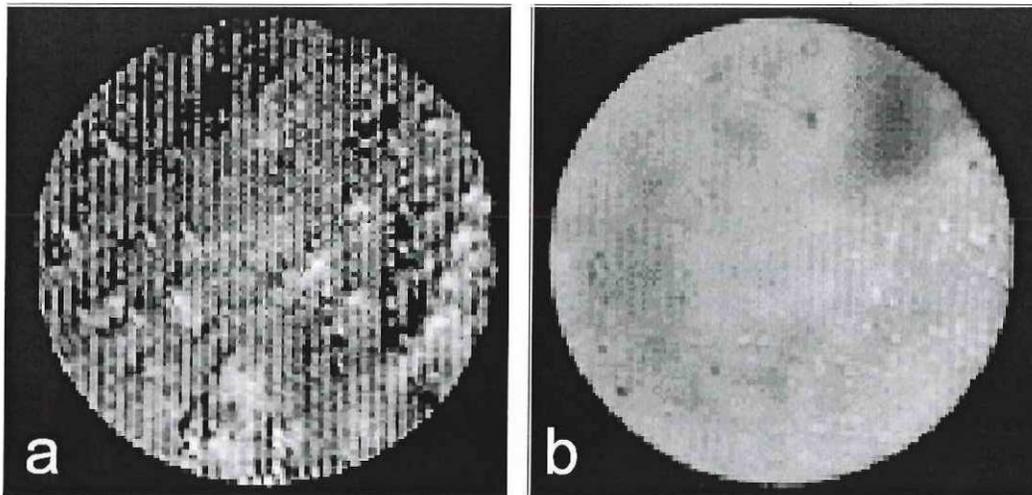


Figura 26. Dominios de periodicidad $29.9 \mu\text{m}$. La muestra está colocada entre polarizadores cruzados a) inmediatamente después de la inversión b) después de ser calentada a $\sim 100^\circ\text{C}$.

invertida debe ser 50% del total, por lo tanto la carga necesaria para la inversión es la mitad de la requerida para invertir todo el material ($Q/2$).

El sistema automatizado para el monitoreo se muestra en la figura 25, en el cual la computadora controla la aplicación del alto voltaje en función del valor inferido de la carga depositada en el cristal.

El procedimiento para realizar la inversión de dominios es el siguiente. El voltaje es incrementado lentamente por la computadora hasta un valor cercano al requerido para nuclear dominios cerca de las paredes de la fotorresina. Como la resistencia del cristal es muy alta ($> 10^{12}\Omega$), se puede considerar que la corriente que fluye a través de la resistencia R es prácticamente nula y el voltaje en el punto B con respecto a tierra es cero. Cuando el voltaje aplicado (que se mide en el punto A respecto a tierra) alcanza un valor alrededor de 10.5 kV comienza la nucleación de los dominios, produciendo una corriente de desplazamiento que es detectada por la aparición de un voltaje en el punto B . Con este voltaje se infiere la corriente debida a la formación de dominios y con ella se calcula la carga (Q_{inv}) que corresponde a la región invertida. Cuando el voltaje en

B es detectado, la computadora deja de incrementar el voltaje para así mantener una corriente aproximadamente constante (entre 10 y 100 μA) a través de la resistencia. Cuando la carga Q_{inv} obtenida por la integración de la corriente medida llega al valor deseado de $Q/2$, el voltaje es disminuido lentamente a cero.

Inmediatamente después de la inversión es posible ver los dominios colocando la muestra entre un par de polarizadores cruzados, ya que el movimiento de las cargas debido a la inversión produce esfuerzos en el cristal que modifican localmente el índice de refracción. Para eliminar estos esfuerzos es necesario calentar el cristal a una temperatura de $\sim 100^\circ C$ durante una hora (figura 26). El proceso finaliza con el corte y pulido del cristal que se realiza con una técnica descrita en [Fonseca Campos, 2000].

Con esta técnica de inversión se obtuvieron muestras de PPLN de hasta 5 cm de longitud y de 1 cm de ancho, siendo limitados únicamente por el tamaño de las obleas y de las mascarillas. La mínima periodicidad de dominios que se logró en nuestro laboratorio es de 11.5 μm y la máxima periodicidad que se trabajó fue de 34.4 μm .

Capítulo IV

Osciladores ópticos paramétricos

Un oscilador óptico paramétrico consiste en un medio no lineal en el que se produce generación óptica paramétrica, el cual está colocado dentro de una cavidad óptica. La teoría de estos dispositivos es similar a la de un láser en donde hay una competencia entre las pérdidas de la cavidad y las ganancias del medio. Esta competencia determina la energía umbral de bombeo a partir de la cual se obtiene una señal de salida.

En este capítulo se describen los tipos de cavidades que son comúnmente usadas en los osciladores ópticos paramétricos. En particular, se calcula la energía umbral de una cavidad simple, en donde los espejos son planos y con alta reflectancia para la longitud de onda de la señal.

Posteriormente se presenta la caracterización de un par de osciladores ópticos paramétricos, uno de ellos construido con un PPLN fabricado en un laboratorio externo al CICESE, y el otro PPLN con cinco periodicidades entre 28.3 y 30.9 μm , que fue periódicamente polarizado, cortado y pulido en nuestro laboratorio.

IV.1 Tipos de cavidades ópticas para OPO

Dependiendo de la reflectancia de los espejos de la cavidad, los resonadores básicamente se pueden clasificar en [Dunn y Ebrahimzadeh, 1999]:

a) Simple (figura 27a), en donde los espejos son altamente reflejantes solamente para una de las dos ondas generadas (el acompañante o la señal) y la separación entre espejos es un múltiplo entero de media longitud de onda, por ejemplo, de la señal [Klein *et al.*, 1999], [Schlup *et al.*, 1999].

b) Doble (figura 27b), en donde los espejos son altamente reflejantes a las dos ondas generadas en el medio. En este caso la cavidad debe ser resonante a dos longitudes de onda distintas simultáneamente, por lo que la separación entre espejos debe ser un

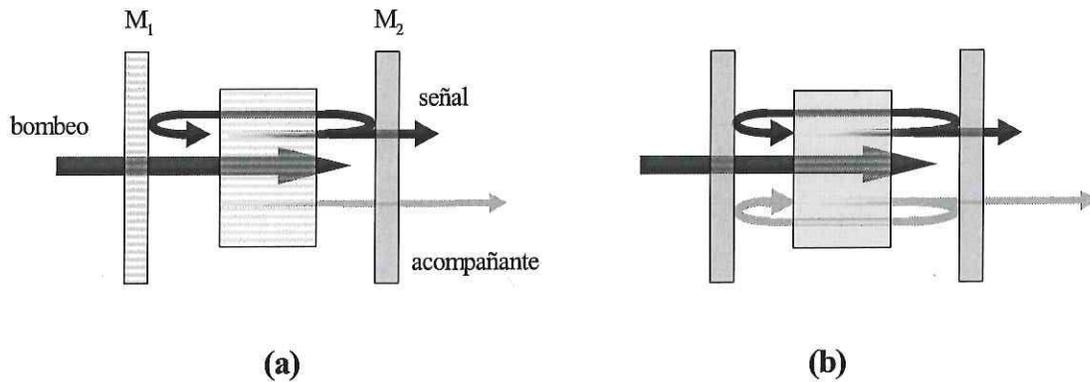


Figura 27. Los dos tipos básicos de resonadores. a) resonador simple para la señal. b) resonador doble.

múltiplo de media longitud de onda de la señal y del acompañante simultáneamente. Esto hace que esta cavidad sea menos estable que la simple [Henderson *et al.*, 2000], [Lindsay *et al.*, 1998], [Myers *et al.*, 1995].

Dentro de estos tipos de cavidad pueden darse variantes, como por ejemplo las cavidades intracavidad en donde la cavidad del OPO está dentro de la cavidad del láser que produce el haz de bombeo [Stothard *et al.*, 1998], [Ebrahimzadeh *et al.*, 1999], la principal ventaja de esta configuración es que la potencia del haz de bombeo es mayor que en el caso en que el bombeo sea externo (esto es importante sobre todo en los OPO's con emisión de onda continua). Otra variante son las cavidades que refuerzan el bombeo, donde los espejos del resonador son altamente reflejantes tanto para la señal como para el bombeo, de esta manera los múltiples pasos del bombeo por el medio no lineal contribuyen a la amplificación de la señal. Otro tipo de cavidad es la de bombeo sincronizado [Lefort *et al.*, 1998], [Tukker *et al.*, 1998], que comunmente es usada en los OPO's pulsados con frecuencias de repetición altas ($\sim MHz$), en donde la longitud de la cavidad del bombeo es un múltiplo entero de la longitud de la cavidad del OPO, con esta condición un pulso de la señal atraviesa al medio no lineal simultáneamente con un pulso de bombeo.

IV.2 Resonador simple

Para un OPO pulsado en donde la duracion del pulso de bombeo es tan corta que la luz generada dentro de la cavidad solamente pueda dar unas cuantas vueltas ($\lesssim 50$) mientras el bombeo esté presente, pero suficientemente larga comparada con el tiempo de tránsito de la cavidad para que en un instante dado la intensidad del bombeo sea constante en toda la cavidad, Brosnan y Byer [Brosnan y Byer, 1979] encontraron que el umbral de oscilación J_0 está dado por:

$$J_0 = \frac{2.25}{\kappa g_s l^2} \tau \left[\frac{L}{2\tau c} \ln \left(\frac{P_n}{P_0} \right) + 2\alpha l + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \right) + \ln 2 \right]^2, \quad (53)$$

donde $\kappa = 2\omega_s \omega_i d^2 / (n_s n_i n_p \epsilon_0 c^3)$ y d está dada por la ecuación (50); $g_s = w_b^2 / (w_s^2 + w_i^2)$ y w_b , w_s y w_i son los radios del haz de bombeo, haz señal y haz acompañante, respectivamente; l es la longitud del cristal no lineal, L es la longitud de la cavidad, τ es la duración del pulso de bombeo (la mitad del ancho en donde la intensidad baja a $1/e^2$), c es la velocidad de la luz, α es la absorción y R es la reflectancia de los espejos para la longitud de onda de la señal. El factor P_n/P_0 es la ganancia necesaria para que a partir del ruido inicial P_0 se obtenga una energía mínima P_n que se pueda considerar como oscilación. Suponiendo arbitrariamente que esta energía mínima es alrededor de $100 \mu J$, el factor de ganancia exponencial requerido para convertir un fotón de ruido cuántico a $100 \mu J$ de señal es aproximadamente 33. Para obtener la ecuación (53) se supuso un resonador simple y de espejos planos, que todos los haces son gaussianos tanto espacial como temporalmente y que además están colimados.

En nuestro caso analizamos dos resonadores, el primero con una reflectancia $R = 0.86$, un cristal de $LiNbO_3$ como medio no lineal de longitud $l = 2 \text{ cm}$, una longitud de la cavidad de $L = 3 \text{ cm}$, un bombeo a $1.0642 \mu m$ con una duración de los pulsos de 7 ns , una señal a $1.560 \mu m$, un acompañante a $3.34 \mu m$, y considerando además que las pérdidas por absorción son despreciables ($\alpha l \approx 0.002$) y que los haces de bombeo y señal tengan el mismo diámetro se encuentra que $J_0 \approx 32 \text{ mJ/cm}^2$. Entonces la energía umbral por pulso de un resonador simple para un haz de bombeo de diámetro 0.16 mm es de $\sim 26 \mu J$.

Para el otro resonador se tiene una señal a $1.445 \mu m$, un acompañante a $4.035 \mu m$, la de longitud del cristal $l = 2 cm$, y la de la cavidad $L = 3cm$, se tiene $J_0 \approx 40 mJ/cm^2$; y para el mismo diámetro del haz de bombeo, la energía umbral por pulso es de $\sim 32 \mu J$.

IV.2.1 Ancho de banda

El ancho de banda de la señal a la salida de un resonador simple en el cual el haz de bombeo está colimado está dado por [Brosnan y Byer, 1979]:

$$\Delta\lambda(N) = \frac{1}{\sqrt{N}}\Delta\lambda_c, \quad (54)$$

donde N es el número de vueltas que da el pulso dentro de la cavidad y $\Delta\lambda_c$ es el ancho correspondiente a la generación óptica paramétrica obtenida con un solo paso del haz de bombeo por el medio no lineal. El ancho de banda $\Delta\lambda_c$ (FWHM) debido principalmente a la longitud finita del cristal y a la dispersión del índice de refracción puede ser calculado con el método descrito en [Yariv, 1989], donde se considera una pequeña variación tanto en λ_s como en λ_i , pero el ancho de banda del bombeo es despreciable $\Delta\lambda_b = 0$; con estas consideraciones se llega a:

$$\Delta\lambda_s = (2\lambda_s^2) \left[l \left(n_s - n_i + \lambda_i \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_i} - \lambda_s \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_s} \right) \right]^{-1}, \quad (55)$$

donde l es la longitud del cristal, los subíndices s, i se refieren a la señal y el acompañante respectivamente y n es el índice de refracción. Esta ecuación será utilizada para predecir el ancho de banda de la señal en función de la longitud de onda en el intervalo de sintonización del OPO.

IV.2.2 Eficiencia de conversión

La eficiencia de un resonador simple como el de la figura 27a, se puede definir en términos de la energía (E_1) del haz de bombeo y de la energía (E_2) del haz señal, suponiendo que la energía de bombeo está por encima del valor umbral necesario para

producir un haz señal, de la siguiente manera:

$$\eta = \frac{E_1}{E_2}, \quad (56)$$

donde E_1 se mide antes del espejo M_1 y E_2 se mide después del espejo M_2 . Considerando que un haz de N fotones de frecuencia ω tiene una energía $E = N\hbar\omega = N\hbar c/\lambda$, la ecuación 56 se convierte en:

$$\eta = \frac{N_s \lambda_b}{N_b \lambda_s}, \quad (57)$$

donde N_s es el número de fotones del haz señal a la salida del resonador y N_b es el número de fotones del haz de bombeo a la entrada del resonador.

Tomando en cuenta que por cada fotón del bombeo que se aniquila se crea un fotón de la señal y uno del acompañante, y que no hay pérdidas por absorción en el medio no lineal, entonces el número de fotones N_s se puede calcular como la cantidad de fotones de N_b que no están dentro de la cavidad.

En estas condiciones las únicas pérdidas que hay son debidas a la reflectancia de los espejos y a las reflexiones en la interfaz del cristal (reflexiones de Fresnel). Las pérdidas por las reflexiones de Fresnel están dadas por:

$$R_f = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2, \quad (58)$$

donde n es el índice de refracción del cristal.

Considerando que la transmitancia del espejo M_1 para la longitud de onda del bombeo es 100 %, entonces la cantidad de fotones señal que logran salir del espejo M_2 y que forman parte del primer flujo de fotones que se crean en un solo paso del bombeo por el cristal está dada por:

$$N_0 = N_b(1 - R_f)(1 - R_2). \quad (59)$$

En los viajes redondos subsecuentes, la cantidad de fotones señal que logran salir de la cavidad, para el p -ésimo viaje completo iniciando el viaje cuando el haz se refleja en el espejo M_2 , es:

$$N_p = N_b \left((1 - R_f)^4 R_1 R_2 \right)^p. \quad (60)$$

Entonces, el número total N_s de fotones señal a la salida del resonador es:

$$N_s = \sum_{j=1}^p N_b (1 - R_f) (1 - R_2) ((1 - R_f)^4 R_1 R_2)^j = \frac{N_b (1 - R_f) (1 - R_2)}{1 - (1 - R_f)^4 R_1 R_2}, \quad (61)$$

con esto la ecuación 57 se convierte en:

$$\eta = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_s} \right) \left(\frac{(1 - R_f) (1 - R_2)}{1 - (1 - R_f)^4 R_1 R_2} \right). \quad (62)$$

Considerando el caso para un cristal de $LiNbO_3$ en el que $n \approx 2.2$, y un resonador con reflectancias $R_1 = 99\%$, $R_2 = 87\%$ entonces el segundo factor de la ecuación 62 es ~ 0.21 . Para el caso en que $\lambda_b = 1.064 \mu m$ y $\lambda_b = 1.445 \mu m$, la eficiencia es $\sim 16\%$ y para $\lambda_s = 1.560 \mu m$ la eficiencia es $\sim 14\%$.

IV.3 OPO con PPLN de $28.5 \mu m$ de periodicidad

En el laboratorio se disponía de un cristal de $LiNbO_3$ periódicamente polarizado (PPLN) con dimensiones de $20 \times 19 \times 1 mm$ y periodicidad de $28.5 \mu m$. Para esta periodicidad y de acuerdo a la curva de sintonización de la figura 18, se espera una señal de longitud de onda entre 1.45 y $1.47 \mu m$ con su correspondiente acompañante de longitud de onda entre 3.85 y $4.00 \mu m$ para un intervalo de temperatura entre 25 y $150 ^\circ C$.

IV.3.1 Arreglo experimental

El arreglo experimental se muestra en la figura 28. Como fuente de bombeo se usó un láser de Nd:YAG que produce un haz de $1.0642 \mu m$ con pulsos de $7 ns$ (FWHM) a $10 Hz$ de repetición. El PPLN se colocó en un horno que alcanza una temperatura máxima de $150 ^\circ C$. Para enfocar el haz de bombeo en el cristal se utilizó una lente convergente de $250 mm$ de distancia focal con lo que se obtuvo una cintura de $\sim 160 \mu m$ de diámetro. La intensidad del haz de bombeo se controló mediante una placa de $\lambda/2$ y un polarizador. Después del cristal se colocó un filtro para dejar pasar sólo

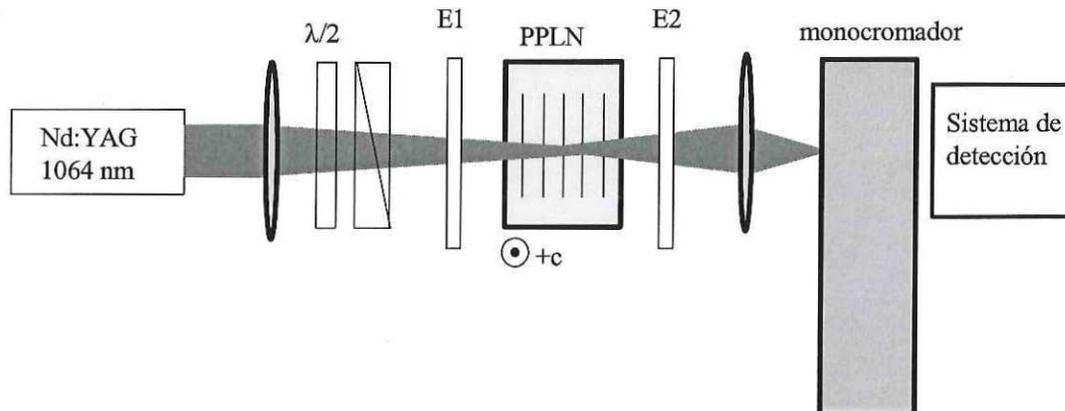


Figura 28. Arreglo experimental para el oscilador óptico paramétrico con PPLN de $28.5 \mu m$. E1 es el espejo de entrada y E2 el de salida.

$1.45 \mu m$ y otra lente convergente para enfocar la luz generada en un monocromador con resolución de $0.1 nm$. Dependiendo de lo que se quería medir, longitud de onda, energía o forma temporal de los pulsos, se utilizaron varios sistemas de detección. Para medir la longitud de onda de la señal se usó un detector de Ge y un osciloscopio; para medir el ancho temporal del bombeo se usó un detector de silicio con un tiempo de respuesta de 200 picosegundos y un osciloscopio digital de 1 GHz de ancho de banda con 4 gigamuestras por segundo.

Se realizó un experimento previo a la construcción del OPO: sin los espejos del resonador, se midió la longitud de onda de un haz (rojo) que se genera como resultado de la mezcla del bombeo con la señal, en un intervalo de temperatura entre 20 y $150 ^\circ C$; el origen de este haz se explicará con más detalle en la sección IV.3.3.1. Con estas mediciones se pudo inferir la longitud de onda de la señal y del acompañante. Posteriormente se hizo una medición directa de la longitud de onda de la señal y se comparó con la calculada a partir de las mediciones del haz rojo.

El siguiente paso fue construir el OPO colocando los espejos del resonador. Como la señal era débil ($< 20 \mu J$) y los detectores con los que se contaba no eran tan sensibles, se usaron dos métodos alternativos para inferir la energía de la señal. En uno de los

métodos fue necesario medir la forma temporal del pulso a la entrada y a la salida del resonador. En el otro método se utilizó un medidor de energía para medir directamente, a la salida del resonador, la energía del haz rojo mencionado en el párrafo anterior.

Finalmente se tomaron los espectros del haz señal para medir su ancho de banda a diferentes temperaturas.

IV.3.2 Diseño de los espejos

Considerando el intervalo de sintonización para la señal de $1.45 - 1.47 \mu m$, se diseñaron y fabricaron espejos dieléctricos multicapas de alta reflectancia para una longitud de onda centrada en $1.45 \mu m$; los detalles de la fabricación se explican en el Apéndice A.

Las características de los espejos son distintas dependiendo del lugar donde vayan a ser colocados. El espejo por el cual entra el haz de bombeo (E1 en la figura 28) debe tener baja reflectancia para la longitud de onda del bombeo pero debe ser altamente reflejante para la señal; en cambio el espejo de salida (E2 en la figura 28) debe permitir que parte de la señal salga del resonador.

Sobre la reflectancia a $4 \mu m$ no se hizo ninguna consideración ya que los sustratos con los que se disponía absorben a esta longitud de onda.

En la fabricación de los espejos, para cada diseño, se obtuvieron varios espejos los cuales fueron caracterizados con un espectrofotómetro. En particular para este experimento las características particulares del espejo de entrada fueron $R = 99\% @ 1.45 \mu m$ y $T = 62\% @ 1.064 \mu m$ y para el de salida $R = 87\% @ 1.45 \mu m$ y $T = 3\% @ 1.064 \mu m$.

IV.3.3 Resultados

Los resultados se presentan en dos secciones, aunque en la primera el experimento fue solamente de generación óptica paramétrica, se incluye en esta sección porque está

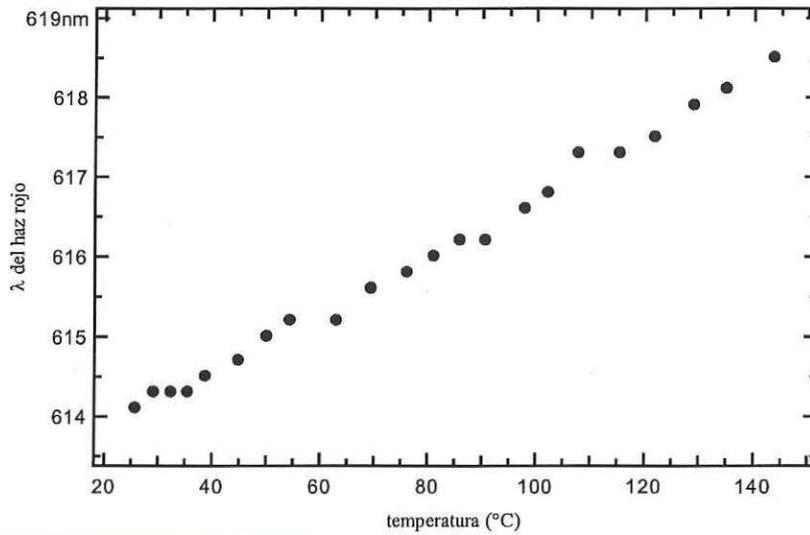


Figura 29. Datos experimentales de la longitud de onda del haz rojo.

estrechamente ligado con la segunda sección, que es propiamente el oscilador óptico paramétrico.

IV.3.3.1 Intervalo de sintonización por temperatura

Debido a la alta no linealidad del medio, además de las ondas generadas por cuasiempatamiento de fases, se generan sin empatamiento de fases el segundo armónico del bombeo (532 nm), la suma de frecuencias entre el haz de bombeo y la señal (614 nm a temperatura ambiente), el segundo armónico de la señal (725 nm) y la suma de frecuencias entre el haz de bombeo y el acompañante (835 nm, también a temperatura ambiente).

Al haz que resulta de la mezcla del bombeo con la señal le llamaremos haz rojo con λ_r , y con él se puede inferir la longitud de onda del haz señal mediante la ecuación

$$\frac{1}{\lambda_r} = \frac{1}{\lambda_b} + \frac{1}{\lambda_s}. \quad (63)$$

Esta ecuación se deriva fácilmente de la ecuación (4) considerando que ω_3 es la frecuencia del haz rojo, ω_2 y ω_1 son las frecuencias del haz de bombeo y del haz señal

respectivamente y que $\omega = 2\pi/\lambda$. De esta ecuación es fácil ver que una sintonización de la señal producirá también una sintonización en el haz rojo. La ecuación (63) se utilizará posteriormente para otros experimentos.

En la figura 29 se muestran las mediciones de la longitud de onda del haz rojo en función de la temperatura del cristal. A partir de estos datos, se obtiene que el intervalo de sintonización para la onda señal es de $1.452 - 1.468 \mu m$, y de $3.804 - 3.973 \mu m$ para el acompañante para temperaturas entre 24 y $150 \text{ }^\circ C$.

En la figura 30 se muestran las longitudes de onda de la señal y el acompañante, inferidos de los datos del haz rojo, junto a las predicciones teóricas. Se puede ver que hay una pequeña diferencia entre la longitud de onda predicha con la inferida del experimento; esta diferencia varía de 0.2% hasta 0.6% para la señal y de 0.5% hasta 1.5% para el acompañante conforme aumenta la temperatura. La discrepancia entre las longitudes de onda teóricas y las experimentales se puede deber a varios factores, como un error sistemático de la periodicidad de la estructura de dominios ferroeléctricos, a la expansión térmica del cristal, la cual no ha sido considerada en la teoría, a la incertidumbre del índice de refracción, o a una combinación de estas fuentes de error.

Debido a la expansión térmica del cristal se espera que la longitud de cada dominio aumente en 55 nm en el intervalo de 25 a $144 \text{ }^\circ C$. Si se calcula la longitud de onda de la señal considerando la expansión térmica se encuentra que está desplazada 3 nm hacia las longitudes de onda largas respecto a la calculada sin considerar la expansión térmica, esto representa un error del 0.3% .

La dispersión del índice de refracción depende de la composición química del cristal. En este caso los cristales que se utilizan son de un fabricante diferente al de las muestras con las que se obtuvo la ecuación (51), por ello se considera que la longitud de onda calculada para la señal y el acompañante sean sólo una buena aproximación a los datos experimentales. Esta fuente de error es difícil de eliminar pues implica caracterizar el índice de refracción para cada una de las muestras utilizadas.

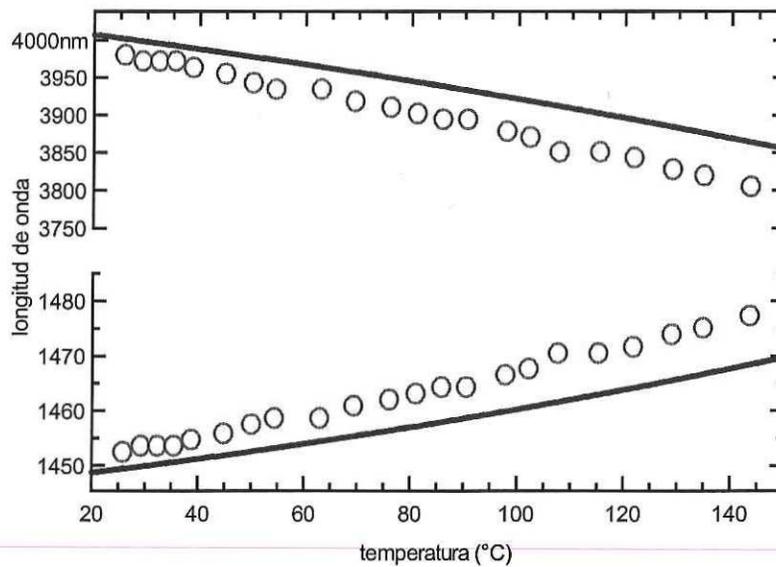


Figura 30. Intervalo de sintonización para la señal y el acompañante del OPO. Los círculos son los datos obtenidos a partir de las mediciones del haz rojo. La línea negra son los cálculos teóricos.

La periodicidad de los dominios es un parámetro que depende entre otras cosas, de la técnica de fabricación y de la calidad del cristal, lo que la convierte un fuente de error que también sería difícil eliminar para cada muestra utilizada.

IV.3.3.2 Oscilador óptico paramétrico

Para construir el oscilador se colocaron los espejos planos y se hicieron tres cavidades variando la separación entre los espejos; estas fueron de 3, 7 y 10 *cm* de longitud. Sin embargo, la cavidad de 10 *cm* era la más inestable de las tres y no se pudo tomar ningún tipo de medición con ella.

En la figura 31 se muestra la intensidad del haz rojo en función del haz de bombeo para dos longitudes de cavidad diferentes; se puede ver que con la cavidad de 3 *cm* se obtuvieron los mejores resultados. Para esta cavidad se puede inferir, de la gráfica, una energía umbral de $\sim 150 \mu J$ que es la mínima energía de bombeo con la que se obtiene señal. Con este valor de la energía umbral y considerando que la energía medida es del

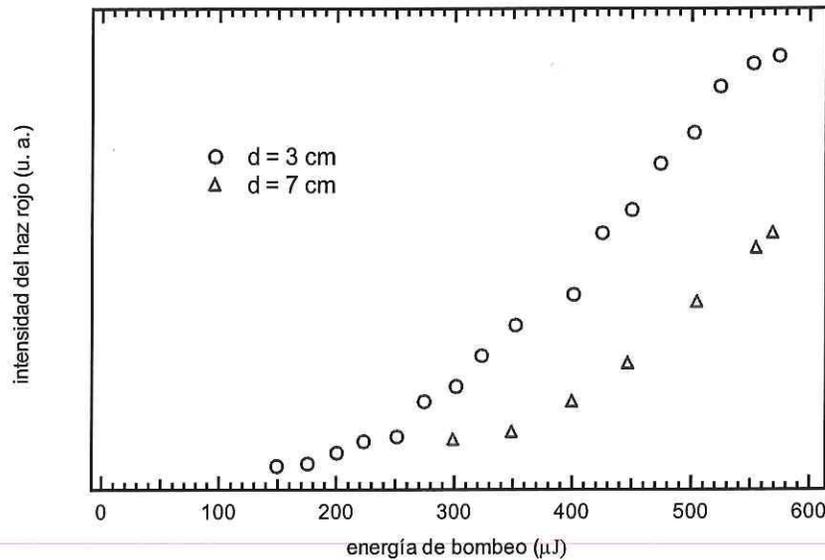


Figura 31. Intensidad del haz rojo en función de la energía del haz de bombeo para las cavidades de 3 y 7 cm.

haz que incide en el resonador y que el espejo de entrada tiene una transmitancia del 62 %, la energía umbral para obtener una señal con este resonador es de $\sim 90 \mu J$, lo cual está razonablemente de acuerdo con el cálculo teórico de $\sim 100 \mu J$.

Las mediciones subsiguientes se hicieron únicamente para el resonador de 3 cm debido a que era el más eficiente y estable.

Como la intensidad de la señal era débil ($\sim 20 \mu J$), no fue posible medirla directamente con el detector de energía que se disponía en ese momento. Como alternativa se usó un método que consiste en inferir la energía del pulso de la señal a partir de la forma temporal del pulso de bombeo medida a la salida del resonador.

La explicación del proceso que ocurre dentro del cristal, en términos cuánticos, es sencilla: a lo largo de toda la longitud de interacción con el cristal se aniquilan fotones del pulso del bombeo; por cada fotón del bombeo que desaparece se crean dos fotones de menor energía, uno de la señal y otro del acompañante. Si el proceso es muy eficiente entonces la pérdida de fotones es considerable y el pulso que sale del cristal tiene un menor número de fotones de los que inicialmente tenía, por ello la forma

temporal del pulso de bombeo a la salida del oscilador está distorsionada [Yariv, 1989], [Miskey *et al.*, 1999].

Tomando en cuenta que la energía E de un pulso se puede calcular a partir del perfil temporal de su intensidad $I(t)$ mediante la integral:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt, \quad (64)$$

entonces, la fracción de energía del pulso de bombeo que no se convirtió a otras longitudes de onda está dada por [Orozco Arellanes y Cudney, 2001]

$$f = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_b(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I_b^{umbral}(t) dt} \frac{E_{umbral}}{E_b}, \quad (65)$$

donde $I_b(t)$ es la forma temporal de la intensidad del pulso de bombeo a la salida del OPO, $I_b^{umbral}(t)$ es la forma temporal del pulso de bombeo cuando la energía de éste está apenas por debajo del umbral, E_{umbral} es la energía umbral de oscilación y E_b es la energía del pulso de bombeo.

Considerando también que la conversión de energía del bombeo es principalmente hacia la señal y el acompañante (dado que este proceso se lleva a cabo con cuasiempatamiento de fases) y que debido a la transmitancia de los espejos sólo sale una fracción de la señal producida, entonces la energía de salida E_{sal} está dada por:

$$E_{sal} = E_b T_b (1 - f) T_s R_s, \quad (66)$$

donde T_b es la transmitancia del primer espejo (por donde entra el haz de bombeo) a la longitud de onda del haz de bombeo, T_s y R_s son la transmitancia y la reflectancia del otro espejo (espejo de salida de la señal) a la longitud de onda de la señal y f está dado por la ecuación (65).

La ecuación (66) representa la energía total de los haces generados, es decir, la energía de la señal más la del acompañante, y se puede relacionar con el número de fotones N de cada haz mediante:

$$E_{sal} = N \left(\frac{\hbar c}{\lambda_s} + \frac{\hbar c}{\lambda_i} \right), \quad (67)$$

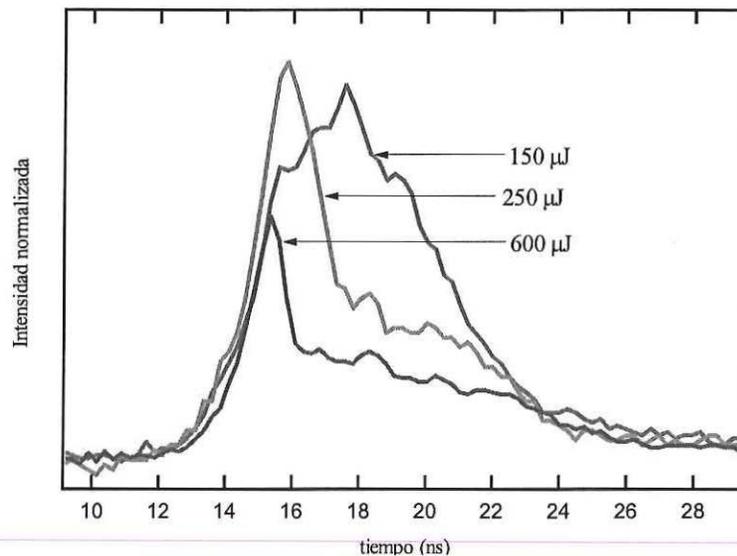


Figura 32. Distorsión temporal del haz de bombeo debido a conversión de la energía del bombeo a otras longitudes de onda, principalmente a la señal y el acompañante.

donde λ_i es la longitud de onda del acompañante y λ_s la longitud de onda de la señal. Finalmente, con las ecuaciones (66), (67) y tomando en cuenta que $1/\lambda_b = 1/\lambda_s + 1/\lambda_i$, la energía de la señal a la salida del resonador está dada por [Orozco Arellanes y Cudney, 2001]:

$$E_s = E_b T_b (1 - f) T_s R_s \frac{\lambda_b}{\lambda_s}. \quad (68)$$

En la figura 32 se muestran las formas temporales de varios pulsos de bombeo medidos a la salida del oscilador, en ella puede verse que la forma temporal del pulso a la salida se deforma cuando la energía del bombeo a la entrada aumenta. La deformación se debe a que la energía del pulso de bombeo (a la entrada del oscilador) está por encima de un cierto valor umbral a partir del cual la conversión de energía a otras longitudes de onda, principalmente la señal y el acompañante, disminuyen la energía del pulso que atraviesa el medio. El valor mínimo al que disminuye la energía del pulso es precisamente el valor umbral. Entonces, la deformación del pulso del haz de bombeo es un indicio de la conversión de energía a otras longitudes de onda. Como puede verse

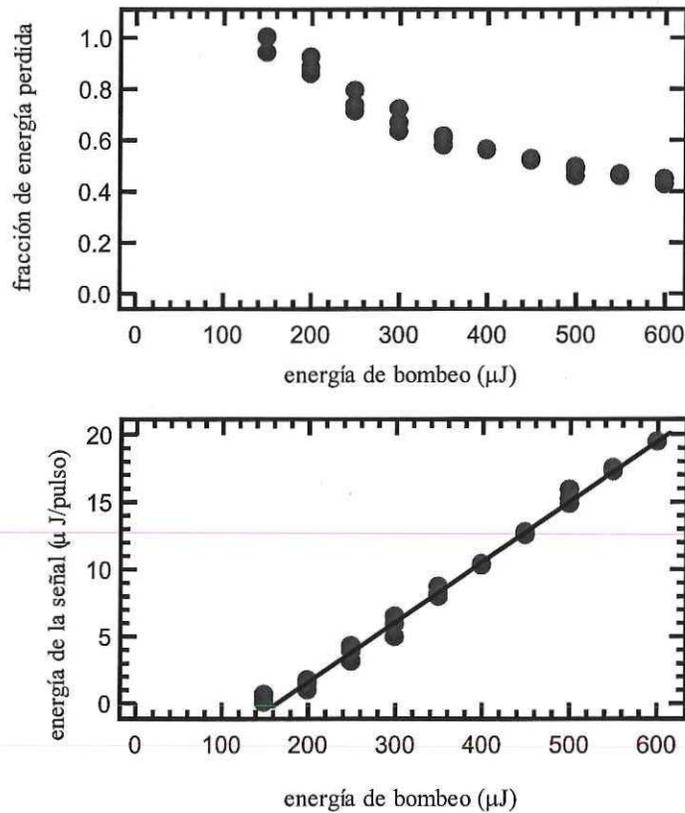


Figura 33. Gráfica superior: fracción de la energía del bombeo que no se convirtió a otras longitudes de onda; los datos se normalizaron con la energía del pulso incidente. Gráfica inferior: energía de la señal inferida a partir de la deformación del pulso de bombeo.

en la gráfica, para una energía a la entrada del oscilador de $600 \mu\text{J/pulso}$ el pulso a la salida tiene la mayor deformación, lo cual es de esperarse pues para energías mayores el efecto no lineal es más eficiente.

En la figura 33 se muestran las gráficas de la fracción de energía del bombeo que no se convirtió a otras longitudes de onda, medidas por la deformación del pulso, y la energía de la señal calculada a partir de la ecuación (68). De aquí se infiere una energía umbral de $\sim 95 \mu\text{J}$ para el haz de bombeo que incide sobre el cristal, pues la transmitancia del espejo para el bombeo es del 62%. Se observa también que el

comportamiento de la gráfica es similar al de un láser: para energías mayores al umbral, la energía de salida es linealmente proporcional a la energía de bombeo [Yariv, 1989].

El valor de la energía umbral obtenido con este método también coincide con el valor teórico, por lo que se concluye que es una buena técnica para medir indirectamente la energía umbral del OPO y la eficiencia de conversión.

Para este OPO se obtuvo una eficiencia de conversión máxima del 3% cuando la energía del bombeo fue de $600 \mu J$; para este valor se estimó que la energía de la señal fue $20 \mu J$. Considerando que solamente el 62% de la energía del bombeo incide sobre el cristal, la eficiencia de conversión de la energía del haz de bombeo al haz señal que logra salir del OPO es del 5.4%. Para estas condiciones la eficiencia que se podría esperar, obtenida por la ecuación 62, es de $\sim 16\%$, este es el valor máximo pues se ha supuesto que las pérdidas son solamente debida a reflexiones de fresnel y a la reflectancia de los espejos.

Por otro lado, considerando que la energía umbral para el daño de un cristal de $LiNbO_3$ es de $3 mJ/cm^2$ (para un haz con radio de $100 \mu m$ es equivalente a $\sim 0.9 \mu J$), en estos experimentos limitamos la energía de bombeo a $600 \mu J$ para no dañar el cristal. Este límite es muy conservador, ya que en otros experimentos que se realizaron se ve que para condiciones similares, el cristal se empieza a dañar con pulsos de $2 mJ$. Suponiendo que la respuesta todavía fuera lineal, si se bombeara el OPO con pulsos de esta energía la eficiencia de conversión sería solamente del 6.6%. Este aumento de eficiencia se consideró pequeño como para arriesgar la calidad del cristal, por lo cual optamos por no aumentar a más de $600 \mu J$ la energía de bombeo para evitar un posible daño.

Una forma de aumentar la eficiencia de conversión es usando espejos curvos y películas antirreflectoras en las caras del cristal; esto ya ha sido demostrado pues en la literatura se ha reportado una eficiencia del 70% para un OPO pulsado de $\sim 10 ns$ con espejos curvos y con películas antirreflectoras en las caras del cristal [Myers *et al.*, 1995].

Para las condiciones de este experimento, en donde la longitud de la cavidad fue de $L = 3 cm$, el cristal tenía una longitud de $l = 2 cm$, el pulso de bombeo tenía un ancho

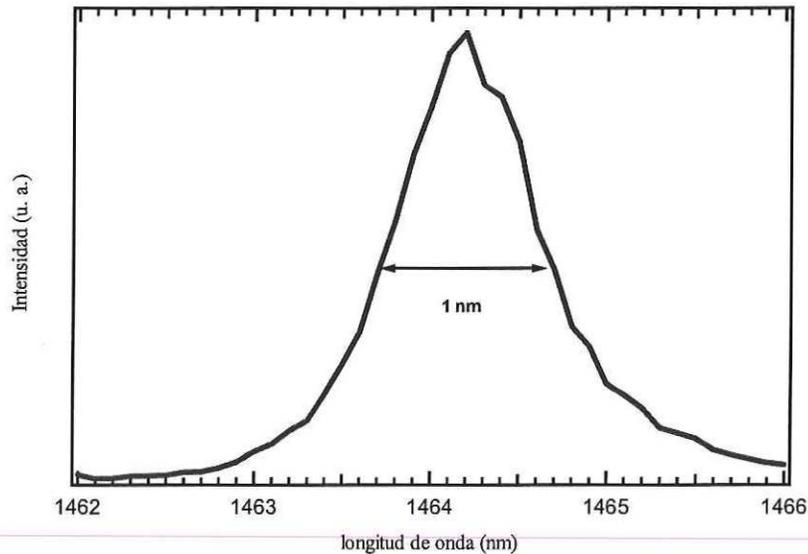


Figura 34. Ancho de banda de la señal para una temperatura de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$

temporal $\Delta\tau = 7\text{ ns}$ y considerando el índice de refracción $n \approx 2.16$ para la longitud de onda del bombeo ($1.064\text{ }\mu\text{m}$), se calculó que el número de vueltas en la cavidad era $N = c\Delta\tau/2nL \approx 16$. Con estas consideraciones y usando las ecuaciones (54) y (55), a la salida del resonador el ancho de banda ($\Delta\lambda_s$), para una señal de longitud de onda entre $1.44\text{ }\mu\text{m}$ y $1.47\text{ }\mu\text{m}$, es entre 0.5 nm y 0.6 nm .

En la figura 34 se muestra el ancho de banda de la señal para una temperatura de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Se hicieron mediciones similares entre 20 y $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ y en todos los casos se observó el mismo ancho de banda $\Delta\lambda_s = 1\text{ nm}$. El comportamiento constante de $\Delta\lambda_s$ en todo el intervalo de sintonización coincide con lo esperado, pero el valor de $\Delta\lambda_s$ experimental es el doble del teórico, esta diferencia puede deberse a que para obtener la ecuación (54) se ha considerado el haz de bombeo está colimado y tiene un ancho de banda despreciable, lo cual no ocurre en el experimento.

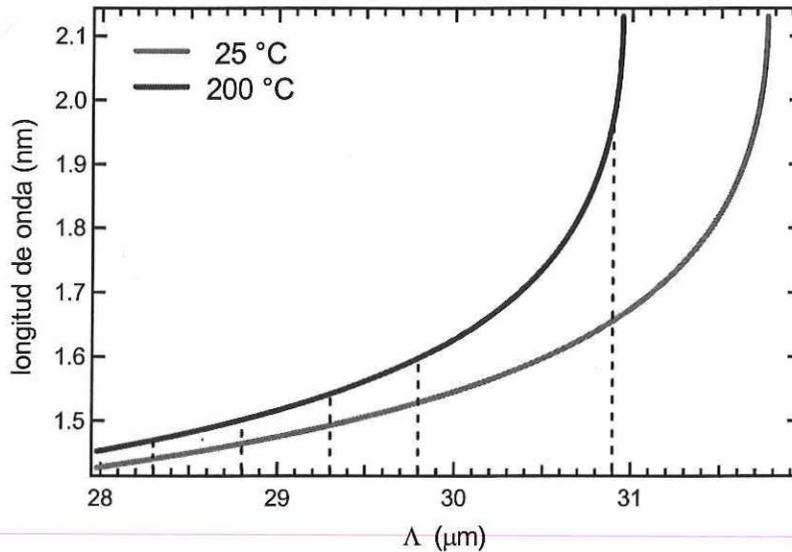


Figura 35. Sintonización en forma continua de la señal para cinco periodicidades de dominios.

IV.4 OPO sintonizable continuamente desde 1.4 hasta 4 μm

Para periodicidades de dominios entre 28 y 32 μm y con una longitud de onda de bombeo de 1.064 μm se puede producir, mediante generación óptica paramétrica con cuasiempatamiento de fases en LiNbO_3 , radiación entre 1.2 y 4.0 μm (figura 18). La curva de sintonización, para una temperatura constante, sugiere que la periodicidad de los dominios debe variar en forma continua para poder obtener una sintonización continua de la señal y el acompañante. Esto es posible si se utiliza un cristal con dominios de ancho variable [Powers *et al.*, 1998b].

Sin embargo, la forma más común de lograr la sintonización continua es usar un cristal con varias rejillas de dominios de diferente periodicidad [Schlup *et al.*, 1998], [Myers *et al.*, 1996] donde la periodicidad de cada región es distinta a las demás. En estas condiciones la sintonización se lleva a cabo de la siguiente manera: para una periodicidad de, por ejemplo, 28.3 μm (figura 35) se tiene un intervalo de sintonización de la señal de ~ 1.44 μm hasta ~ 1.47 μm cuando la temperatura se incrementa de 25 a 200 °C; el acompañante se sintoniza en su intervalo similar correspondiente con

la señal. Cambiando ahora a la periodicidad de $28.8 \mu m$, el intervalo de sintonización de la señal es de $\sim 1.46 \mu m$ a $\sim 1.5 \mu m$ para el mismo intervalo de temperatura, por lo que con sólo dos periodicidades de dominios se puede sintonizar la señal en forma continua desde ~ 1.44 hasta $\sim 1.5 \mu m$. Siguiendo este procedimiento varias veces se pueden seleccionar, en forma continua, tanto la señal como el acompañante con sólo unas cuantas periodicidades de dominios.

IV.4.1 Diseño del PPLN

Para cubrir el intervalo de longitudes de onda entre 1.4 y $4.0 \mu m$ se eligieron las periodicidades de 28.3 , 28.8 , 29.3 , 29.9 y $30.9 \mu m$ (figura 35). La elección de las periodicidades se hizo de tal forma que, como se explicó en la sección anterior, los intervalos de sintonización por temperatura (de 25 a $200 \text{ }^\circ C$) entre las rejillas se traslapara. El intervalo de sintonización de todas las rejillas contempla las longitudes de onda tanto de la señal como del acompañante considerando un intervalo de temperaturas entre 25 y $200 \text{ }^\circ C$.

El PPLN se fabricó en el laboratorio con la técnica descrita en [Cudney *et al.*, 2002] con obleas de tres pulgadas de diámetro y 0.51 mm de espesor; después del proceso de inversión, del corte y del pulido del cristal se obtuvo una muestra de 2.5 cm de largo con cinco rejillas de $\sim 1 \text{ cm}$ de ancho cada una y donde todo el largo de la muestra quedó periódicamente polarizado.

IV.4.2 Arreglo experimental

El arreglo experimental se muestra en la figura 36. Se utilizó como bombeo un láser de Nd:YAG pulsado de 7 ns a 10 Hz de repetición cuya longitud de onda es de $1.0642 \mu m$. El haz de bombeo se enfocó en el cristal con una lente de 200 mm de distancia focal, con lo cual se obtuvo una cintura del haz de $\sim 55 \mu m$ de diámetro. Para controlar la intensidad del haz de bombeo se usó una placa de $\lambda/2$ y un polarizador. El cristal

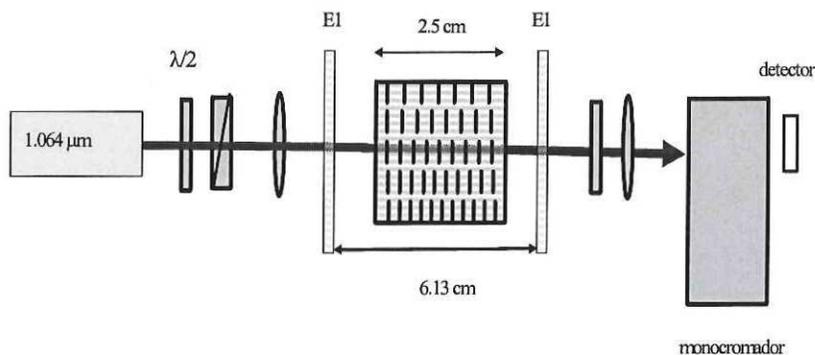


Figura 36. Arreglo experimental para el OPO usando un cristal de $LiNbO_3$ con cinco periodicidades distintas.

se colocó en un horno que alcanza una temperatura máxima de $125\text{ }^\circ\text{C}$, y con el fin de seleccionar sobre cuál de las cinco rejillas incide el haz de bombeo, se colocó el horno sobre una montura traslacional; esto permitió desplazar al cristal en forma transversal a la dirección de propagación del haz de bombeo.

Las características de los espejos planos del resonador, que también fueron hechos en el laboratorio con la técnica descrita en el Apéndice A, fueron para el espejo de entrada (E1), $R = 99\% @ 1.45\ \mu\text{m}$ y $T = 53\% @ 1.064\ \mu\text{m}$ y el de salida (E2), $R = 87\% @ 1.45\ \mu\text{m}$ y $T = 3\% @ 1.064\ \mu\text{m}$. Debido a las dimensiones del cristal y de las monturas, la mínima separación entre los espejos que se pudo obtener, para obtener un resonador lo más estable posible, fue de 6.1 cm . Se usó una lente convergente para enfocar el haz de salida en la entrada de un monocromador cuya resolución era de 0.1 nm , después del cual se colocó un detector de Ge conectado a un osciloscopio.

La manera en que se realizó el experimento fue la siguiente: primero se midió la longitud de onda de la señal obtenida mediante OPG para cada una de las rejillas manteniendo una temperatura constante de $24\text{ }^\circ\text{C}$, posteriormente se calentó el cristal a la máxima temperatura del horno ($124\text{ }^\circ\text{C}$) y se midió otra vez, para cada rejilla, la longitud de onda de la señal. Con estos datos para la señal se infirió la longitud de onda del acompañante para las dos temperaturas mencionadas, con esto se obtuvo la

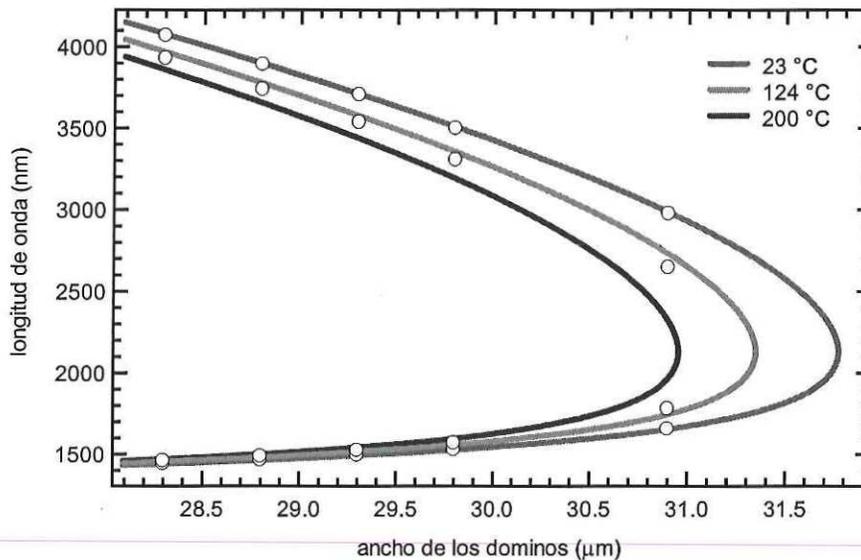


Figura 37. Datos experimentales para el OPO con PPLN con cinco periodicidades distintas.

curva de sintonización. Posteriormente, para cada una de las rejillas y manteniendo una temperatura constante, se tomaron espectros de la señal producida por OPG para medir su ancho de banda.

Después de esto, se colocaron los espejos del resonador y se tomaron espectros de la señal a la salida del OPO a distintas temperaturas para cubrir el mayor intervalo de sintonización, se hicieron mediciones de la energía de la señal y se calculó la energía umbral del OPO y su eficiencia.

IV.4.3 Resultados

En la figura 37 se muestran los datos experimentales para la señal y el acompañante. Los datos correspondientes a la longitud de onda del acompañante se infirieron a partir de las mediciones para la señal mediante la ecuación (4) pues no se contaba con un detector sensible a esa longitud de onda.

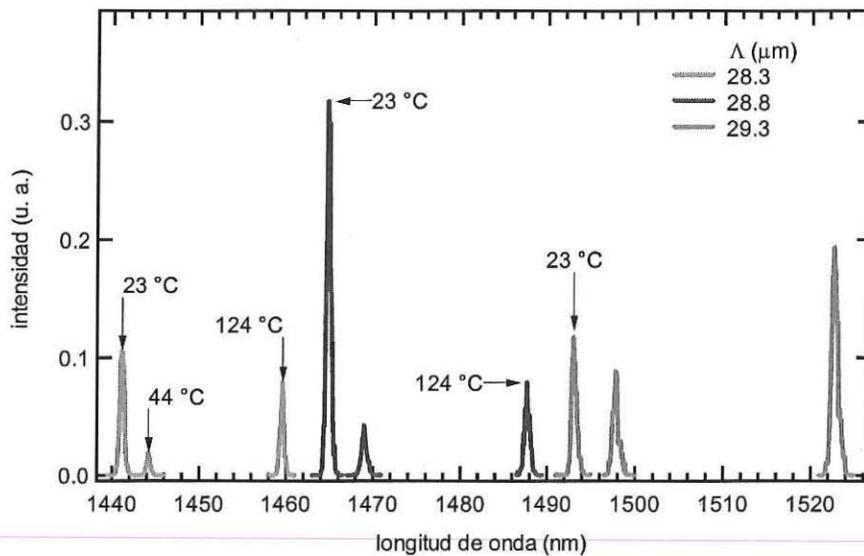


Figura 38. Espectros de la señal del OPO. Se muestran espectros para las periodicidades de 28.3, 28.8 y 29.3 μm ; para cada periodicidad se varió la temperatura entre 23 y 124 $^{\circ}\text{C}$.

Debido a las limitaciones del horno, la temperatura máxima que se pudo alcanzar fue de 124 $^{\circ}\text{C}$, por lo que no se pudo cubrir todo el intervalo de longitudes de onda que se esperaba. Por esta razón no existen datos experimentales para la curva teórica de sintonización a 200 $^{\circ}\text{C}$ en la figura 37.

El error máximo de los datos experimentales respecto a los teóricos fue del 3%, esto se debe a algunos parámetros que no se pueden determinar con mayor exactitud como la dispersión del índice de refracción o la temperatura del cristal.

En la figura 38 se muestran varios espectros, a temperaturas diferentes, obtenidos con tres de las cinco rejillas utilizadas. Para cada rejilla se muestran tres espectros a tres temperaturas distintas, 23, 44 y 124 $^{\circ}\text{C}$; aquí se puede observar que donde termina el intervalo de sintonización de la primera rejilla (que se obtiene con una temperatura alta) empieza el intervalo de sintonización para la segunda (que se obtiene con una temperatura baja). Aunque aquí se muestran sólo tres espectros, la sintonización de la señal es continua en todo el intervalo, este comportamiento es el mismo para las cinco periodicidades, cubriendo el intervalo de $\sim 1.44 \mu\text{m}$ hasta $\sim 1.78 \mu\text{m}$ para la señal y de

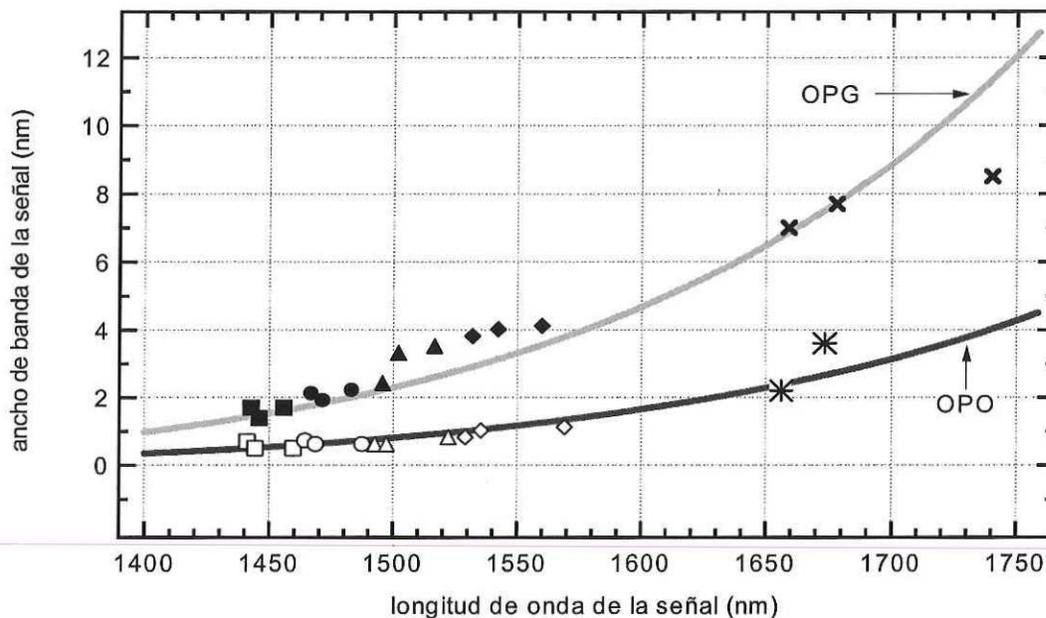


Figura 39. Curva teórica y datos experimentales del ancho de banda de la señal. La línea continua corresponde a los cálculos teóricos. Los datos experimentales están señalados de la siguiente manera: los cuadros corresponden a $\Lambda = 28.3 \mu m$, los círculos a $\Lambda = 28.8 \mu m$, los triángulos a $\Lambda = 29.3 \mu m$, los rombos a $\Lambda = 29.8 \mu m$, y los asteriscos y cruces a $\Lambda = 30.9 \mu m$.

$\sim 2.64 \mu m$ hasta $\sim 4.07 \mu m$ para el acompañante, por lo cual se puede afirmar que si el cristal se calentara hasta $200 \text{ }^\circ C$, lo que es relativamente fácil cambiando el horno, se podría cubrir fácilmente todo el intervalo desde 1.44 hasta $4.1 \mu m$ en forma continua.

Para analizar el ancho de banda de la señal, fue necesario calcular el ancho de banda $\Delta\lambda$ dado por la ecuación (54) en función de la longitud de onda. Esto se muestra en la figura 39, donde la curva clara corresponde al caso de la generación óptica paramétrica y la curva oscura a la oscilación óptica paramétrica. En ambos casos se considera un cristal de longitud $l = 2.5 \text{ cm}$ y para el oscilador se considera una cavidad de $L = 6 \text{ cm}$.

Los datos experimentales se muestran de la siguiente manera: los cuadros corresponden a las mediciones de la señal obtenida con la región de $\Lambda = 28.3 \mu m$, los círculos corresponden a $\Lambda = 28.8 \mu m$, los triángulos a $\Lambda = 29.3 \mu m$, los rombos a $\Lambda = 29.8 \mu m$, y los asteriscos y cruces a $\Lambda = 30.9 \mu m$. Para cada periodicidad se

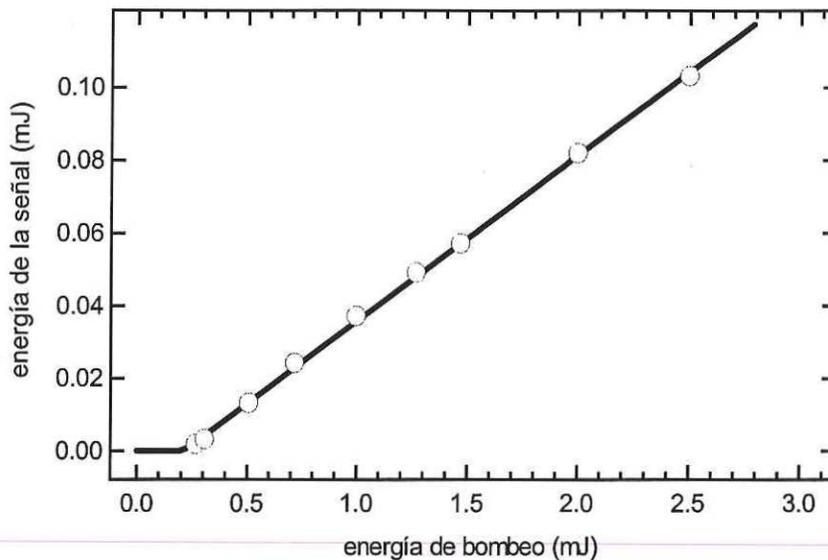


Figura 40. Eficiencia de conversión del OPO obtenida con la rejilla de $30.9 \mu m$. La energía de bombeo se midió antes del espejo del oscilador.

tomaron tres datos, cada uno a diferente temperatura (23 , 44 y $124 \text{ }^\circ C$). Los símbolos blancos y los asteriscos corresponden al caso de OPO y los símbolos negros y las cruces al caso de OPG.

De la gráfica se puede ver que el ancho de banda de la señal ($\Delta\lambda$) aumenta considerablemente con la longitud de onda. En el intervalo de 1.4 a $1.7 \mu m$ este ancho va de 1 hasta 9 nm en el caso de OPG y de 0.5 a 3 nm para el caso de OPO. Este comportamiento se debe a que en la zona de degeneración, cuando $\lambda_s \sim \lambda_i$, el intervalo de longitudes de onda, tanto de la señal como del acompañante, que cumplen la condición de cuasiempatamiento de fases es muy grande (figura 35), por lo que se generan fácilmente muchas longitudes de onda que contribuyen a ensanchar el ancho de banda tanto de la señal como del acompañante.

Considerando que el cristal utilizado en este experimento fue periódicamente polarizado en nuestro laboratorio, los resultados experimentales obtenidos indican que la inversión de dominios fue bastante buena pues los valores teóricos se obtienen suponiendo que todo el cristal tiene inversión de dominios.

Como puede verse de la figura 40 la energía umbral es $\sim 143 \mu J$ respecto a la energía del bombeo antes del cristal, este valor está muy por encima del valor teórico obtenido con la ecuación 53, aproximadamente un factor de seis, esto puede deberse a que teóricamente se ha considerado un haz de bombeo colimado y, además, en la región de degeneración las aproximaciones consideradas dejan de ser válidas. Esta discrepancia, hacia la zona de degeneración, entre los valores teóricos y experimentales también se observan en la figura 39.

Finalmente, para la rejilla de periodicidad $30.9 \mu m$, con la que se obtuvo la mayor eficiencia, se midió la energía del haz señal a la salida del OPO y se obtuvo una eficiencia máxima de conversión del 4%. Esta eficiencia se calculó como la energía de la señal a la salida del OPO en relación a la energía del bombeo antes del espejo de entrada; considerando la transmitancia del espejo de entrada (53%), entonces la eficiencia respecto a la energía del bombeo a la entrada del cristal es de $\sim 8\%$. En este caso la eficiencia experimental es la mitad de la obtenida con la ecuación 62 ($\sim 14\%$), que como se había mencionado es la eficiencia máxima que se puede esperar.

Capítulo V

OPG con semillado indirecto

Las fuentes de luz basadas en la generación óptica paramétrica son comúnmente usadas en espectroscopía, razón por la cual una de las características más importantes es el ancho de banda de la señal producida. Una de las técnicas para reducir el ancho espectral de la señal es colocar dentro de la cavidad del oscilador óptico paramétrico algunos elementos que seleccionan la longitud de onda, como por ejemplo una rejilla de difracción [Yu y Kung, 1999] o un etalón [Powers *et al.*, 1998a]. Otra de las técnicas es el semillado, el cual consiste en usar un haz con ancho de banda angosto (haz semilla) el cual es introducido simultáneamente con el bombeo en un cristal no lineal, donde la semilla se amplifica mediante la generación óptica paramétrica. La característica de esta técnica es que el haz semilla y el haz señal que se generan tienen la misma longitud de onda. Como alternativa, en este capítulo se propone una nueva técnica para reducir el ancho de banda de la señal producida por generación óptica paramétrica.

La técnica se basa en el hecho de que la mezcla entre el bombeo (λ_b) y la señal (λ_s) produce un haz con longitud de onda en el visible (λ_r). Si se considera el proceso inverso, donde el bombeo se mezcle con un haz de longitud de onda λ_r , producido por alguna otra fuente coherente y con un ancho de banda angosto, entonces se puede generar un haz de longitud de onda λ_s cuyo ancho de banda esté determinado por el ancho de banda del haz con longitud de onda λ_r .

A esta nueva técnica la llamamos semillado indirecto porque se propone usar un haz semilla de longitud de onda diferente a la longitud de onda que se genera en el cristal. Las longitudes de onda de la semilla y de la señal están relacionadas mediante la ecuación (63). La principal ventaja con respecto a la técnica de semillado directo (longitud de onda de la semilla igual a la de la señal) es que se puede usar un láser con emisión en el visible como semilla indirecta.

Los resultados se han reportado en [Orozco-Arellanes y Cudney, 2003] y hasta donde sabemos es la primera vez que se implementa esta técnica.

En este capítulo se presentan dos experimentos, en el primero se usó como semilla indirecta un haz producido por un láser de pigmento pulsado, y aunque la periodicidad de los dominios en el cristal no era la adecuada para que se mezclara eficientemente la semilla con la onda de bombeo, los resultados muestran que es posible controlar el ancho de banda de la señal y también el intervalo de sintonización. Con el fin de hacer eficiente el efecto de la semilla indirecta, para el segundo experimento se diseñó y fabricó un cristal de PPLN con doble periodicidad de dominios, con periodicidades tales que se pudiera utilizar un láser de HeNe continuo de baja potencia ($\sim 20 \text{ mW}$) como semilla indirecta.

V.1 OPG con semilla indirecta pulsada

Para un cristal de PPLN con periodicidad de $28.5 \mu\text{m}$ se calcula, considerando una temperatura de $100 \text{ }^\circ\text{C}$ y mediante la curva de sintonización (figura 18), una señal a 1460 nm . Para esta longitud de onda de la señal y mediante la ecuación (63) se predice un haz rojo, resultado de la suma de frecuencias del haz de bombeo y la señal, de $\lambda = 615.5 \text{ nm}$.

La longitud de onda del haz rojo determina la longitud de onda que debe usarse como semilla indirecta. En este caso se propuso usar como semilla indirecta el haz producido por un láser de rhodamina $6G$ ya que su intervalo de sintonización es de $584 - 632 \text{ nm}$ cuando es bombeado con un haz de longitud de onda de 532 nm . Los detalles de este láser se dan en la siguiente sección.

V.1.1 Láser de pigmento

Uno de los aspectos importantes en la implementación del láser de pigmento como semilla indirecta fue su sincronización temporal con el haz de bombeo de OPG. Para

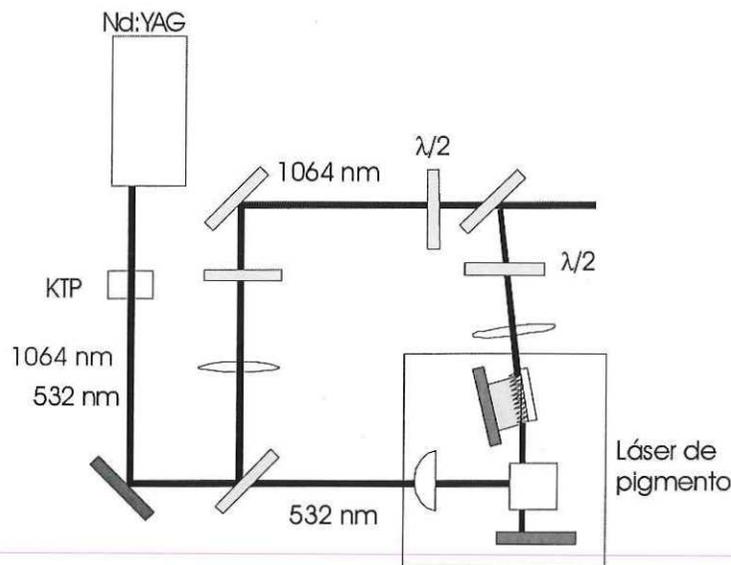


Figura 41. Arreglo experimental para el láser de pigmento. Se utiliza un solo láser de Nd:YAG como bombeo del láser de pigmento y del oscilador óptico paramétrico.

ello se utilizó un solo láser de Nd:YAG (1064.2 nm) que proporcionara tanto el haz de bombeo para OPG como el haz de bombeo para el láser de pigmento. En la figura 41 se muestra el arreglo experimental del láser de pigmento sincronizado con el bombeo del oscilador óptico paramétrico.

Como el láser de pigmento necesitaba un haz de bombeo de 532 nm, se usó un cristal de KTP para producir el segundo armónico del láser de Nd:YAG. Debido a las dimensiones del cristal de KTP sólo una parte del haz a 1064.2 nm se convierte al segundo armónico, de tal forma que después del cristal se tienen dos haces, uno de 1064.2 nm (que será el bombeo para el oscilador óptico paramétrico) y otro de 532 nm (que será el bombeo para el láser de pigmento). Estos dos haces son separados mediante un espejo dichroico, como se muestra en la figura 41, con $R \approx 80\%$ @1064 nm y $T \approx 80\%$ @532 nm para un ángulo de incidencia de 45° ; de esta manera el haz a 532 nm se utiliza como bombeo del láser de pigmento mientras el haz a 1064 nm se utiliza como bombeo para la generación óptica paramétrica.

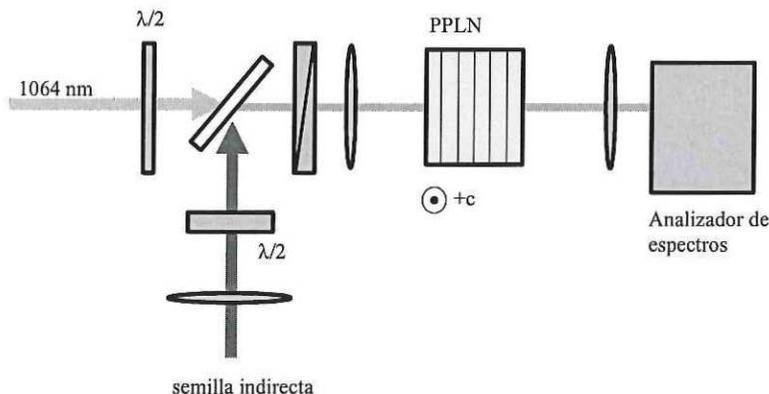


Figura 42. Arreglo experimental para la generación óptica paramétrica con semilla indirecta producida por un láser sintonizable de pigmento

Para el láser de pigmento se utilizó una solución de rhodamina 6G (610) en alcohol etílico con una concentración molar de 1.2×10^{-3} . El haz de bombeo (532 nm) se enfocó en la celda con una lente cilíndrica. Para evitar los efectos térmicos debido al enfoque del haz se utilizó una celda de flujo. La cavidad se hizo con un par de espejos planos comerciales de alta reflectancia para el visible y una rejilla holográfica de 1800 líneas/mm en configuración rasante (figura 41).

Para reducir el ancho de línea del haz de salida se colocó, fuera de la cavidad, un etalón hecho con un par de espejos dieléctricos con separación ~ 1 mm y reflectancias de $R < 90\%$ @ 615 nm y $R \sim 50\%$ @ 615 nm.

Con un interfómetro Michelson se midió la longitud de coherencia del láser y se infirió, mediante la relación $\Delta\lambda = \lambda^2/l_c$ donde l_c es la longitud de coherencia, un ancho espectral del haz de salida de 0.05 nm. Se midió también la energía de los pulsos y fue $< 20 \mu J$.

V.1.2 Arreglo experimental

El arreglo experimental para la generación óptica paramétrica usando como semilla indirecta un láser de pigmento sintonizable se muestra en la figura 42, donde se utilizó

una muestra de PPLN de tamaño $20 \times 19 \times 1$ mm con periodicidad de dominios de $28.5 \mu\text{m}$. El haz de bombeo fue producido por un láser de Nd:YAG pulsado con pulsos de 7 ns de duración a una frecuencia de 10 Hz . La energía del haz de bombeo se controló con una placa de $\lambda/2$ y un polarizador. El haz fue enfocado en el cristal con una lente de 250 mm de distancia focal, con lo cual se obtuvo una cintura de $\sim 160 \mu\text{m}$ de diámetro. El cristal se colocó sobre un horno cuya estabilidad en temperatura fue de $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$. El sistema de detección consistió en una lente convergente para enfocar el haz de salida sobre una fibra óptica conectada a un analizador de espectros cuya resolución es de 0.1 nm .

Para que pueda darse la mezcla de ondas en el cristal, el haz semilla y el haz de bombeo deben ser colineales, por ello se utilizó un espejo dicróico para acoplar la dirección del haz semilla con la del bombeo. Para que la polarización del haz semilla coincidiera con la del bombeo se utilizó una placa de $\lambda/2$ y un polarizador. Para enfocar el haz semilla en el cristal se colocó una lente convergente de distancia focal de 400 mm ; esta lente se montó sobre una platina traslacional, con lo cual se controló la distancia de la lente al cristal y por lo tanto la posición de la cintura del haz. Se ajustaron todas las distancias para que el haz semilla enfocado coincidiera espacial y temporalmente con el haz de bombeo enfocado.

El experimento se realizó de la siguiente manera: primero se determinó experimentalmente la longitud de onda, λ_r , de la mezcla entre la señal y el bombeo (aunque teóricamente ya se tenía un valor para esta longitud de onda, hay factores como la periodicidad de los dominios o variaciones de la dispersión del índice de refracción que son únicos para cada cristal). Ya determinada esta λ_r se sintonizó el láser de pigmento a esa longitud de onda y se utilizó como semilla en la generación óptica paramétrica, posteriormente la semilla (láser de pigmento) se sintonizó en un pequeño intervalo cercano a λ_r y se observó el efecto sobre la señal.

Dado que en este experimento el haz semilla se mezcla con el haz de bombeo sin ninguna condición de empatamiento de fases, pues la periodicidad de los dominios produce cuasiempatamiento de fases sólo entre el bombeo, la señal y el acompañante, se

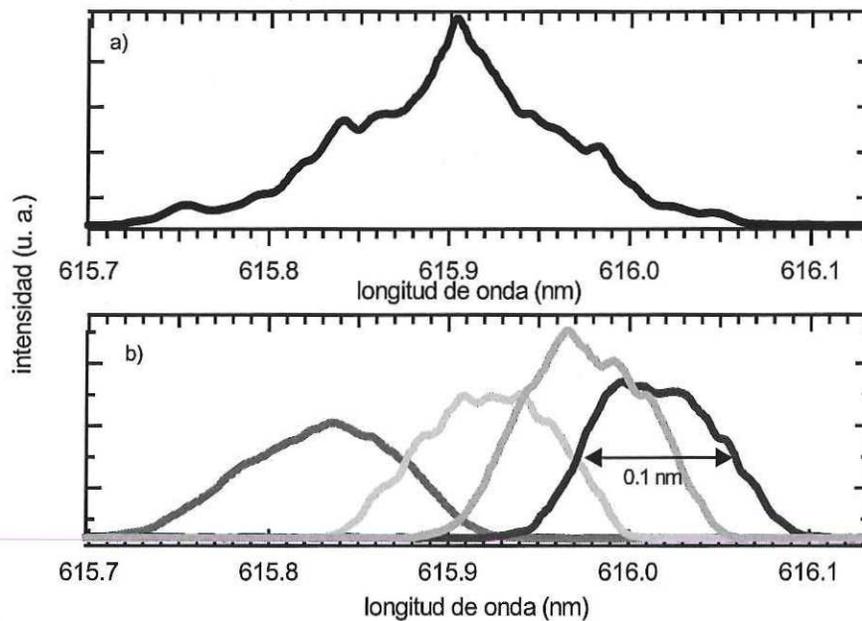


Figura 43. Espectros del a) haz rojo, producido sin empatamiento de fases en el cristal mediante la mezcla entre el bombeo y la señal, y b) láser de pigmento sintonizado entre 615.8 y 616.1 nm.

espera que el proceso de transferencia de energía entre la señal, el bombeo y la semilla sea poco eficiente. Los resultados obtenidos se presentan a continuación.

V.1.3 Resultados

En la figura 43a se muestra el espectro del haz rojo (mezcla entre el bombeo y la señal) que se produjo con una energía de bombeo de $160 \mu J$ por pulso. En esta figura se puede ver que la longitud de onda central es de 615.9 nm , que comparada con la longitud de onda teórica (615.5 nm) hay un error de $< 1\%$. El ancho espectral (FWHM) del haz rojo, que en la gráfica se puede ver que es de $\sim 0.2 \text{ nm}$, determina el intervalo de sintonización de la semilla, que en este caso fue de 615.8 a 616.0 nm .

En la figura 43b se muestran cuatro espectros del haz semilla a diferentes longitudes de onda en este intervalo. Como se puede ver en las gráficas, el ancho (FWHM) de los

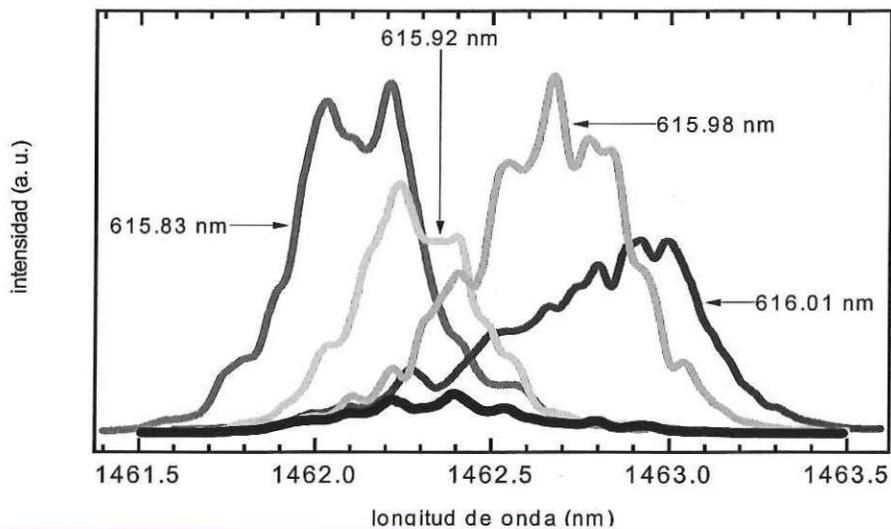


Figura 44. Sintonización de la señal mediante la semilla indirecta. Los espectros están identificados con la longitud de onda de la semilla que se utilizó para producirlos. La línea negra corresponde al caso cuando la semilla indirecta es bloqueada.

espectros de la semilla es de $\sim 0.1 \text{ nm}$, que está en el límite de resolución del sistema de detección, lo cual imposibilita un análisis del efecto de la semilla indirecta en el ancho de banda de la señal.

En la figura 44 se muestran los cuatro espectros de la señal correspondientes a los espectros mostrados en la figura 43b; en ella se puede ver claramente que la sintonización de la semilla indirecta induce una sintonización en la señal de ~ 1462.1 a 1463 nm . Se midió, de la gráfica, el ancho $\Delta\lambda$ (FWHM) de los espectros de la señal obtenida con la semilla indirecta y el ancho de la señal obtenida sin la semilla indirecta, se encontró en ambos casos que $\Delta\lambda \approx 0.5 \text{ nm}$. En la misma figura se muestra un espectro de la señal obtenida en ausencia de la semilla indirecta (línea gruesa); se puede ver que la intensidad de la señal se incrementa más de cinco veces en el caso semillado con respecto al caso no semillado.

Como se esperaba, se obtuvo una señal de baja intensidad pues el proceso que involucra a la semilla indirecta se lleva a cabo sin ninguna condición de empatamiento de fases, por lo que no fue posible medir la energía de la señal debido a que no se

contaba con un detector suficientemente sensible ($< 20 \mu J$). Tampoco se pudo inferir la energía convertida a otras longitudes de ondas a partir de la deformación temporal del pulso, como en el caso del OPO descrito en el capítulo anterior, porque la conversión de energía en amplificación paramétrica es pequeña y no alcanza a deformar al pulso del bombeo.

La amplificación de la señal no fué observada cuando el láser de pigmento se sintonizó fuera del intervalo de $615.8 - 616.0 \text{ nm}$. Pero se observó que el efecto de la semilla era muy sensible al traslape espacial entre el bombeo y semilla. Esto era de esperarse ya que la señal medida es el resultado de la mezcla entre el bombeo y la semilla, si no coinciden en tiempo y espacio, no puede llevarse a cabo el proceso.

Una vez demostrado que es posible usar una semilla indirecta para controlar la amplificación de la señal producida por OPG, el siguiente paso es hacer eficiente el proceso de la mezcla entre el bombeo y la semilla, además reducir el ancho espectral de la señal mediante una semilla con ancho espectral angosto. Esto se describe en la siguiente sección.

V.2 OPG con semilla indirecta de onda continua

Para hacer eficiente el efecto de la semilla indirecta es necesario que se produzca cuasiempatamiento de fases entre el haz de bombeo, la señal y la semilla indirecta, pero sin perder el cuasiempatamiento de fases entre el bombeo, la señal y el acompañante.

En la figura 45a se muestra el diseño de una estructura donde la semilla indirecta (con ancho de banda angosto) y el bombeo generan, mediante el cuasiempatamiento de fases, una señal que también tiene un ancho de banda angosto. La señal producida en esta región se introduce como semilla directa en otra estructura (figura 45b) donde es amplificada por el cuasiempatamiento de fases entre el bombeo, la señal y el acompañante. Las dos estructuras pueden ser usadas en un mismo cristal (figura 45c). Las únicas limitantes de este proceso son que las longitudes de onda involucradas estén dentro del intervalo de transparencia del cristal y la capacidad para crear los

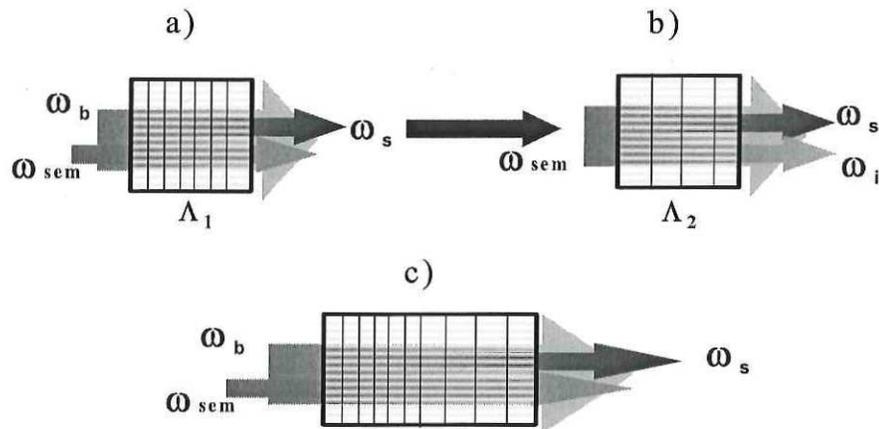


Figura 45. Estructura de dominios doble para el semillado indirecto.

dominios. Para el caso del $LiNbO_3$ el intervalo de transparencia es de $0.4 - 5.5 \mu m$ [Dmitriev *et al.*, 1997] y con la técnica litográfica para inversión periódica de dominios se pudieron crear, en nuestro laboratorio, dominios hasta de $\sim 6 \mu m$.

V.2.1 Diseño del PPLN con doble estructura

Se eligió como semilla indirecta un láser de He-Ne de onda continua y como bombeo un láser de Nd:YAG pulsado con emisiones de 632.8 y $1064.2 nm$, respectivamente. La ventaja de usar un láser de HeNe como semilla indirecta es que el ancho espectral es mucho más angosto que el del láser de pigmento utilizado en el experimento anterior. Con estas longitudes de onda y considerando una temperatura de $90^\circ C$ se calculó, para la primera sección del cristal, una periodicidad de dominios de $\Lambda_1 = 11.5 \mu m$. El haz señal, resultado de la mezcla entre el bombeo y la semilla indirecta, se calculó de $1561.0 nm$ con un acompañante de $3343.7 nm$. Para el cuasiempatamiento de fases entre esta señal, el bombeo y el acompañante, también a $90^\circ C$, se calculó una periodicidad de dominios de $\Lambda_2 = 29.9 \mu m$.

Con estos datos se fabricó una mascarilla con las dos periodicidades Λ_1 y Λ_2 de longitudes 1 y 1.5 *cm*, respectivamente y de ~ 1 *cm* de ancho. Con esta mascarilla se hizo la inversión de dominios en un cristal de $LiNbO_3$ congruente de 0.51 *mm* de espesor.

V.2.1.1 Ancho de banda de la señal

Se puede considerar que el ancho de banda de la señal que sale del PPLN de doble estructura, en función de los anchos de banda del haz semilla y del bombeo, queda determinado por el proceso de mezcla de ondas que se da en la primera parte del cristal.

Tomando en cuenta que para este experimento se utilizó un láser de Nd:YAG y uno de He-Ne, y que el ancho espectral del He-Ne es despreciable comparado con el del Nd:YAG, a partir de la ecuación (63) se encuentra que

$$\Delta\lambda_s = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_b}\right)^2 \Delta\lambda_b, \quad (69)$$

donde los subíndices *s* y *b* se refieren a la señal y al bombeo respectivamente y $\Delta\lambda$ es el ancho a media altura (FWHM) de los espectros correspondientes.

Mediante un interferómetro Michelson se midió la longitud de coherencia del láser de Nd:YAG y con ello se calculó un ancho de banda de $\Delta\lambda_b \simeq 0.1$ *nm*, lo cual predice un ancho de banda para la señal generada en un cristal con doble estructura de $\Delta\lambda_s \simeq 0.2$ *nm*.

V.2.2 Arreglo experimental

Se usó el mismo láser de Nd:YAG pulsado de los experimentos anteriores, el cual una vez enfocado tenía un diámetro de ~ 160 μm , y un láser de He-Ne continuo de baja potencia (~ 20 *mW*) como semilla indirecta.

El arreglo experimental es similar al mostrado en la figura 42 con las siguientes dos modificaciones: se quitó la placa $\lambda/2$ para controlar la polarización del haz semilla dado que el láser de He-Ne estaba polarizado linealmente y se ajustó su polarización

para que coincidiera con la del bombeo. La lente para enfocar y controlar la posición de la cintura de la semilla se cambió por una de distancia focal de 150 mm , con lo que se obtuvo una haz enfocado de $\sim 50\ \mu\text{m}$ de diámetro con una potencia de 15 mW antes de incidir en el cristal.

Se usaron dos sistemas de detección, el primero consistió en un monocromador con resolución mínima de 0.1 nm , un detector de Ge y un osciloscopio. El segundo fue una fibra óptica y un analizador de espectros con resolución mínima de 0.08 nm .

El experimento se llevó a cabo de la siguiente manera: primero se midió la longitud de onda del haz rojo, resultado de la mezcla del bombeo con la señal, en función de la temperatura del cristal, con esto se determinó la temperatura óptima, que llamaremos T_{op} , del cristal para la cual se obtenía un haz de 632.8 nm . Posteriormente se tomaron espectros de la señal, sin usar la semilla, generada en el cristal en un intervalo de temperatura centrado en T_{op} . Enseguida se tomaron espectros, para el mismo intervalo de temperatura que en el paso anterior, pero ahora usando la semilla. Por último, se calentó el cristal a T_{op} y se tomaron espectros de la señal, con semilla, para distintas energías de bombeo. En todos los casos se midió el ancho de banda de la señal para determinar el efecto de la semilla.

V.2.3 Resultados

Se midió una señal de 1561.0 nm para cuando el haz producido por la mezcla del bombeo y señal era de 632.8 nm . La señal se produjo sin usar la semilla indirecta y con una energía de bombeo de $500\ \mu\text{J/pulso}$.

En la figura 46a se muestran los espectros de la señal sin usar la semilla indirecta; se puede ver que la temperatura óptima para generar 1561.0 nm es $\sim 86\text{ }^\circ\text{C}$. El valor teórico que se había obtenido era de $90\text{ }^\circ\text{C}$, lo cual representa un error del $\sim 4\%$ del valor experimental respecto al esperado. El ancho espectral (FWHM) de estos espectros es de $\sim 1\text{ nm}$ y fueron tomados con el monocromador que tenía una resolución de 0.1 nm .

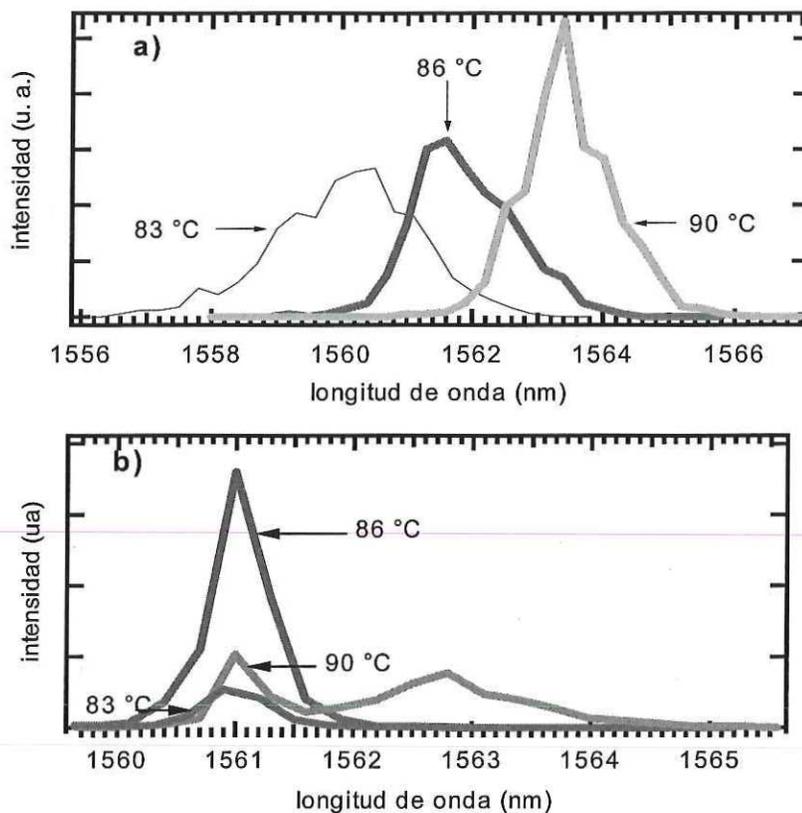


Figura 46. Espectros de la señal para diferentes temperaturas; la energía de bombeo en todos los casos es $500 \mu\text{J}/\text{pulso}$. a) Señal obtenida sin usar la semilla indirecta. b) Señal obtenida usando la semilla indirecta.

Se calentó el cristal a tres temperaturas distintas ~ 83 , ~ 86 y ~ 90 °C y se tomaron espectros, con el monocromador, de la señal usando la semilla indirecta y la misma energía de bombeo de $500 \mu\text{J}/\text{pulso}$; estos se muestran en la figura 46b. Aquí se puede observar que la sintonización de la señal por temperatura cambia el efecto de la semilla indirecta. Como era de esperarse, para ~ 86 °C se obtienen los mejores resultados.

Analizando el espectro producido a ~ 90 °C se ve que tiene dos picos, uno centrado en 1562.8 nm y el otro centrado en 1561 nm . El primer pico se debe a que la temperatura produce las condiciones tales que se genera eficientemente esa longitud de onda sin necesidad de la semilla indirecta; el segundo pico se genera porque hay una señal débil,

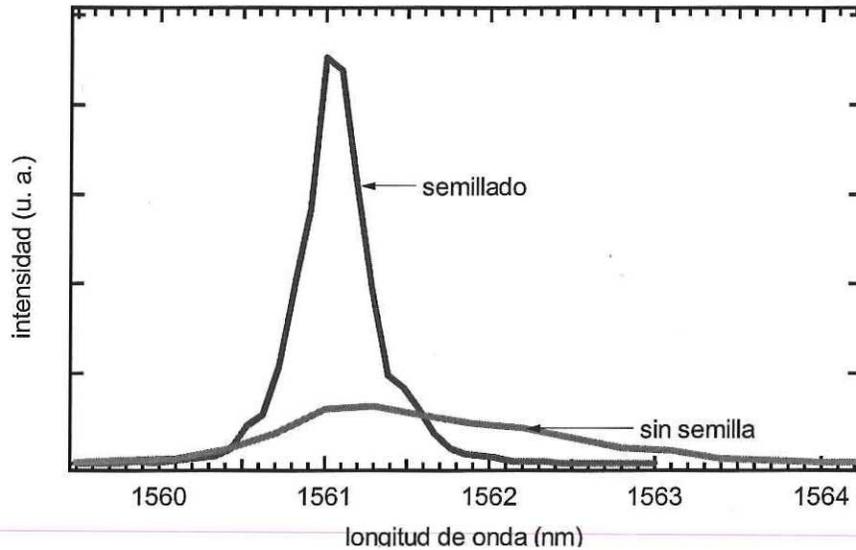


Figura 47. Efecto de la semilla indirecta de onda continua sobre la señal pulsada para una energía de bombeo de $500 \mu\text{J}/\text{pulso}$ y una temperatura de 86.2°C .

que es parte del espectro de la señal centrada en 1561.8 nm , que puede amplificarse debido a la presencia de la semilla. Para $\sim 83^\circ\text{C}$ todavía se puede observar un efecto de la semilla sobre la señal. Para temperaturas por abajo de $\sim 83^\circ\text{C}$ y por arriba de $\sim 90^\circ\text{C}$ el espectro de la señal no sufrió cambio alguno si se usaba o no la semilla, ya que la longitud de onda de la señal ya no satisface las condiciones de cuasiempatamiento de fases.

Con la temperatura del cristal a $86.2 \pm 0.1^\circ\text{C}$ y una energía de bombeo de $500 \mu\text{J}/\text{pulso}$ se tomaron, con el monocromador, dos espectros de la señal, el primero se obtuvo en ausencia de la semilla y el segundo usando la semilla; estos espectros se muestran en la figura 47. Se puede ver que el ancho de banda de la señal es sustancialmente reducido cuando se usa la semilla indirecta, y además la intensidad de la señal es al menos siete veces mayor cuando se usa la semilla que en ausencia de ella. En este caso y como se puede ver de la gráfica, el ancho (FWHM) de la señal sin semilla es de $\sim 2 \text{ nm}$ y el ancho (FWHM) de la señal con semilla es de ~ 0.5

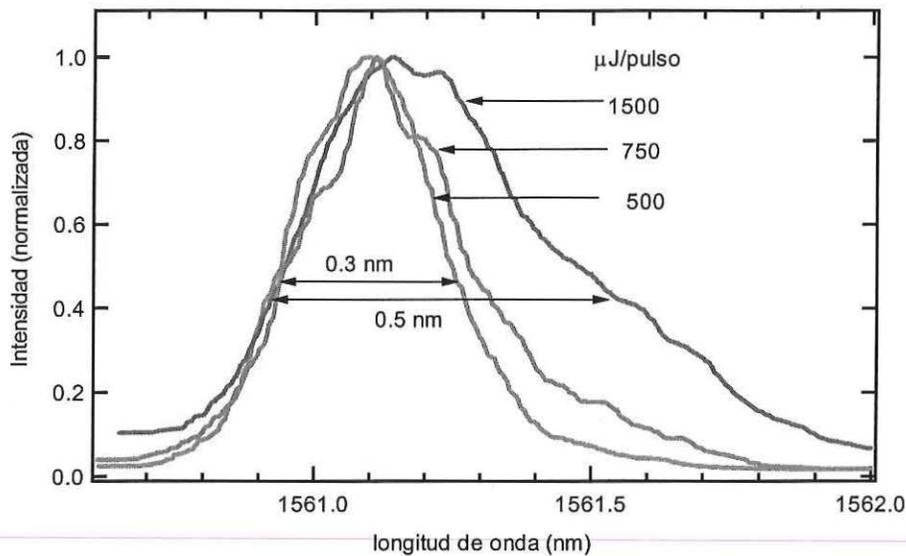


Figura 48. Espectros de la señal a $86.2\text{ }^{\circ}\text{C}$ para tres energías de bombeo.

nm , aunque este es un resultado preliminar ya que los espectros fueron tomados con el monocromador, un análisis más detallado de los espectros se muestra más adelante.

Para medir en forma más precisa el ancho de banda de la señal, se cambió el monocromador por un analizador de espectros con resolución mínima de 0.08 nm , con el cual fueron tomados los siguientes espectros.

En la figura 48 se muestran los espectros de la señal para tres energías de bombeo, 500, 750 y $1500\ \mu\text{J/pulso}$. El valor mínimo para el ancho espectral (FWHM) de la señal que se obtuvo fue de 0.3 nm , que coincide aproximadamente con el valor teórico calculado de 0.2 nm . Sin embargo cuando la energía del bombeo aumenta también aumenta el ancho de banda, esto puede deberse a que los efectos generados en la segunda parte del cristal ya no pueden despreciarse con respecto a los del primero y comienzan a contribuir al ensanchamiento del haz. Por lo que sólo para energías cercanas al umbral, que en este caso fue de $\sim 500\ \mu\text{J/pulso}$ es válida la ecuación (69).

Comparando estos últimos espectros con los de la figura 46a, se ve que para la energía de bombeo de $500\ \mu\text{J/pulso}$, la presencia de la semilla reduce el ancho de banda al menos a la mitad.

Por otro lado, se aumentó la energía del bombeo hasta 2.0 mJ/pulso y se obtuvo una señal, con semilla, de $124 \mu\text{J/pulso}$, lo cual representa una eficiencia del $\sim 6 \%$. Esto es una eficiencia bastante buena considerando que el proceso es de generación óptica paramétrica, es decir que el bombeo atraviesa solo una vez al medio, y que la semilla indirecta fue un láser de onda continua (15 mW) mientras el bombeo y la señal son haces pulsados, lo cual representa un factor de 10^6 entre la potencia del haz de bombeo y el haz semilla.

V.2.4 Propuesta para trabajos futuros

Algunos de los posibles trabajos que pueden derivarse de los resultados obtenidos en los dos últimos capítulos de esta tesis son:

Diseñar espejos curvos para el resonador óptico y poner películas antirreflectoras en la caras del cristal, con esto se aumenta la estabilidad del resonador y se reducen las pérdidas por las reflexiones en las caras del cristal, como consecuencia se reduce la energía umbral para la oscilación.

Utilizar como bombeo un láser de onda continua para obtener un OPO con emisión continua.

En OPG con semillado indirecto usar como semilla indirecta un diodo láser sintonizable; con esto se puede no sólo reducir el ancho de banda de la señal si no también sintonizarla en un intervalo mayor. La sintonización por medio de la semilla indirecta es más fácil de controlar que el de la sintonización por temperatura y una de las ventajas de esto es que el cristal se mantiene en condiciones constantes.

Implementar el semillado con una onda de bombeo continua para ser usado en un oscilador óptico paramétrico.

Implementar un sistema para pulsos cortos aprovechando el amplio intervalo de frecuencias generado con rejillas de periodicidad cercanas a $30 \mu\text{m}$.

Conclusiones

Los aspectos más importantes de este trabajo se pueden clasificar en dos partes, la primera referente a los osciladores ópticos paramétricos y la segunda relacionada con el control del ancho de banda de la señal producida por generación óptica paramétrica. En ambos casos se cumplió el objetivo planteado ya que se produjo radiación sintonizable en el infrarrojo con estructuras de dominios en $LiNbO_3$.

Respecto a la primera, aunque en el ámbito internacional el área de los osciladores ópticos paramétricos está muy desarrollada, en México es la primera vez que se construye uno de estos dispositivos. Algunas de las aplicaciones que se le pueden dar, a nivel nacional, son en las áreas de espectroscopía y monitoreo de contaminantes ambientales principalmente.

A continuación se resumen brevemente los resultados que se obtuvieron en los dos experimentos de los osciladores ópticos paramétricos:

Para el OPO hecho con el cristal de $\Lambda = 28.5 \mu m$, se obtuvo un intervalo de sintonización de 1.452 a $1.468 \mu m$ para la señal y de 3.804 a $3.973 \mu m$ para el acompañante en un intervalo de temperatura entre 20 y $150 \text{ }^\circ C$. El ancho de línea de la señal fue de $\sim 1 \text{ nm}$ en todo el intervalo de temperatura y la eficiencia fue de $\sim 5\%$. Este intervalo de sintonización puede ser ampliado, pues este experimento estuvo limitado por la temperatura máxima del horno.

Para el OPO hecho con un cristal fabricado completamente en nuestro laboratorio con periodicidades múltiples entre 28.3 y $30.9 \mu m$, se obtuvo un intervalo de sintonización para la señal de 1.44 a $1.78 \mu m$ y para el acompañante de 2.64 a $4.07 \mu m$ en un intervalo de temperatura entre 23 a $125 \text{ }^\circ C$ y con un ancho de línea para la señal entre 0.5 nm y 4 nm . La eficiencia que se obtuvo fue de $\sim 8\%$.

Los resultados de estos experimentos pueden ser mejorados ya que se tiene la infraestructura para diseñar y fabricar espejos dieléctricos multicapas, con lo cual se pueden diseñar una cavidad más estable y reducir pérdidas por reflexión usando películas antirreflectoras sobre las caras del cristal, reduciendo así la energía umbral

del bombeo y aumentando la eficiencia de conversión. También es posible fabricar mascarillas y hacer inversión de dominios de hasta $10 \mu m$ de periodicidad, con lo que se puede producir radiación en el intervalo de 1.2 hasta $5 \mu m$, que es una gran parte del intervalo de transparencia del $LiNbO_3$.

En la segunda parte del trabajo se propuso una nueva técnica de semillado, llamada semillado indirecto, donde la longitud de onda de la semilla es diferente a la de la señal. Hasta donde sabemos, es la primera vez que se reporta la implementación de esta técnica para reducir el ancho de banda de la señal [Orozco-Arellanes y Cudney, 2003].

Con esta nueva técnica se tienen las siguientes ventajas: el haz señal puede separarse espectralmente del haz semilla si se usa un filtro adecuado; se puede usar un láser convencional con emisión en el visible y ancho de banda angosto como semilla indirecta, al contrario del semillado directo en donde es necesario producir la semilla mediante un proceso no lineal igual que la señal que se quiere generar; la sintonización de la señal se hace mediante la semilla y así se pueden mantener fijas las condiciones del cristal como orientación y temperatura.

Los resultados obtenidos de los experimentos de OPG con semillado indirecto se mencionan a continuación.

Para OPG con semillado indirecto pulsado (la semilla indirecta fue producida por un láser pulsado de pigmento) se obtuvo que, para una temperatura constante, el intervalo de sintonización para la señal fue de 1.4621 a 1463 nm cuando la semilla indirecta se sintonizó en el intervalo de 615.8 a 616.0 nm .

Con esta técnica la señal puede sintonizarse mediante dos parámetros: uno es la temperatura, con el que se hace una sintonización "gruesa", la cual es lenta debido al tiempo que se requiere para que la temperatura se estabilice; y otro es la semilla indirecta con la que se hace una sintonización "fina", la cual es más rápida ya que no depende de las condiciones del cristal. La ventaja de esto es que se pueden corregir pequeños corrimientos en longitud de onda debido a cambios en las condiciones del cristal.

En el segundo experimento de OPG con semillado indirecto de onda continua (la semilla indirecta fue producida por un láser de HeNe de baja potencia) se obtuvo una señal a $\sim 1561 \text{ nm}$, y para variaciones de temperatura del cristal de $7 \text{ }^\circ\text{C}$ respecto a la temperatura óptima, la longitud de onda de la señal no cambia, es decir, ya no hay sintonización de la señal por temperatura (como en los experimentos anteriores). Con una temperatura del cristal óptima para obtener la mayor eficiencia en el proceso, el ancho de línea de la señal se redujo, respecto al caso donde no hay semilla indirecta, de 2 a $\sim 0.3 \text{ nm}$ para una energía de bombeo de $500 \mu\text{J}$. Este ancho de banda está limitado por el ancho del haz de bombeo, que en nuestro caso fue de 0.1 nm ; sin embargo confiamos plenamente en que de utilizarse un láser de bombeo monomodo este ancho se podría reducir en varios órdenes de magnitud. Otro aspecto importante en este experimento fue que la semilla indirecta era un haz de onda continua mientras que la señal y el bombeo eran pulsados, esto representa un factor de escala de $\sim 10^6$ de la intensidad del bombeo respecto a la semilla indirecta.

Aunque en este experimento se utilizó una semilla indirecta de longitud de onda fija (láser de HeNe) se podría usar un diodo láser sintonizable, con ello la sintonización de la señal se haría mediante la semilla indirecta con lo cual se mantienen fijas las condiciones del cristal como temperatura u orientación, que son los parámetros típicos de sintonización por otras técnicas.

Finalmente, se han reportado los resultados obtenidos en este trabajo en tres artículos, dos de ellos de circulación nacional y el tercero en una revista internacional; además de varias ponencias en congresos nacionales e internacionales.

APÉNDICE A

Diseño y fabricación de los espejos dieléctricos

En el diseño de los espejos dieléctricos se consideran capas de espesor $\lambda_d/4$, donde λ_d es la longitud de onda de diseño. El diseño básico que se utiliza es el descrito en [Macleod, 1986], con una secuencia de capas dieléctricas del tipo:

$$S | (HLH)^p | A, \quad \text{A.70}$$

donde S representa al substrato, H es una película de espesor $\lambda_d/4$ de un material cuyo índice de refracción es mayor que el índice de refracción del substrato (alto índice), L una película de espesor $\lambda_d/4$ de un material cuyo índice de refracción es menor que el índice de refracción del substrato (bajo índice), p es el número de veces que se repite el bloque que está entre paréntesis y A representa el aire. Las películas se depositan usando una técnica de evaporación y su espesor se controla mediante una técnica óptica.

Las características de transmitancia y reflectancia de los espejos cambian de acuerdo al lugar donde vayan a ser colocados. El *espejo de entrada* (por el cual incide el haz de bombeo) debe tener alta transmitancia para la longitud de onda del haz de bombeo y alta reflectancia a la longitud de onda del haz señal. Para obtener un haz señal a la salida del oscilador, la transmitancia del *espejo de salida* (por el cual emerge el haz señal) a la longitud de onda de la señal no debe ser tan alta como la del espejo de entrada.

Para el experimento de la generación óptica paramétrica con semillado indirecto, donde se requiere acoplar el haz de bombeo ($1.064 \mu m$) con el haz semilla (0.614 o $0.632 \mu m$), se necesita un espejo con alta transmitancia para el haz de bombeo y alta reflectancia para el haz semilla, ambas características considerando que los haces inciden con un ángulo de 45° , entonces se debe considerar en el diseño de este espejo un ángulo de incidencia de 45° .

En el laboratorio se contaba con algunos espejos fabricados a partir de un diseño a incidencia normal, con alta transmitancia para el haz de bombeo y alta reflectancia

para el haz semilla. En estos espejos las mediciones de transmitancia y reflectancia para un ángulo de incidencia de 45° fueron de $R > 95\%$ para el haz semilla y $T > 90\%$ para el haz de bombeo, los cuales son valores cercanos a los deseados, por lo que se optó por usar estos espejos en vez de hacer un nuevo diseño. El espejo dielectrico que se describe en la siguiente sección corresponde al diseñado a incidencia normal.

A.1 Diseño de los espejos

Se consideró para el diseño de los espejos un substrato de vidrio con índice de refracción $n = 1.52$, como material de índice alto el ZnS con $n_h = 2.35$ y como material de índice bajo la criolita (Na_3AlF_6) con $n_l = 1.35$.

ESPEJOS PARA $1.45 \mu m$

Como se había mencionado antes, cada oscilador consta de dos espejos, los cuales tienen diferentes transmitancias y reflectancias. En este caso para el espejo de entrada se necesita alta reflectancia para $1.45 \mu m$ y alta transmitancia para $1.064 \mu m$. El arreglo de capas para obtener estos valores es el siguiente:

$$S | (HL)^7 H | A, \quad A.71$$

donde, para una longitud de onda de diseño de $\lambda_d = 1.38 \mu m$ se espera $R > 99.5\%$ para $1.45 \mu m$ y $T > 90\%$ para $1.064 \mu m$.

En el espejo de salida se necesita solamente una reflectancia moderada para $1.45 \mu m$. Esta reflectancia se obtiene con el siguiente diseño:

$$S | (HL)^2 H | A, \quad A.72$$

considerando una longitud de onda de diseño $\lambda_d = 1.455 \mu m$ se espera $R \sim 88\%$ para $1.45 \mu m$.

ESPEJOS PARA $1.56 \mu m$

Para el oscilador con el cristal de múltiples periodicidades, en el que se obtiene emisión sintonizable entre 1.4 y $4.0 \mu m$, se diseñaron los espejos considerando la reflectancia únicamente para la longitud de la señal (entre 1.45 y $1.75 \mu m$). No se

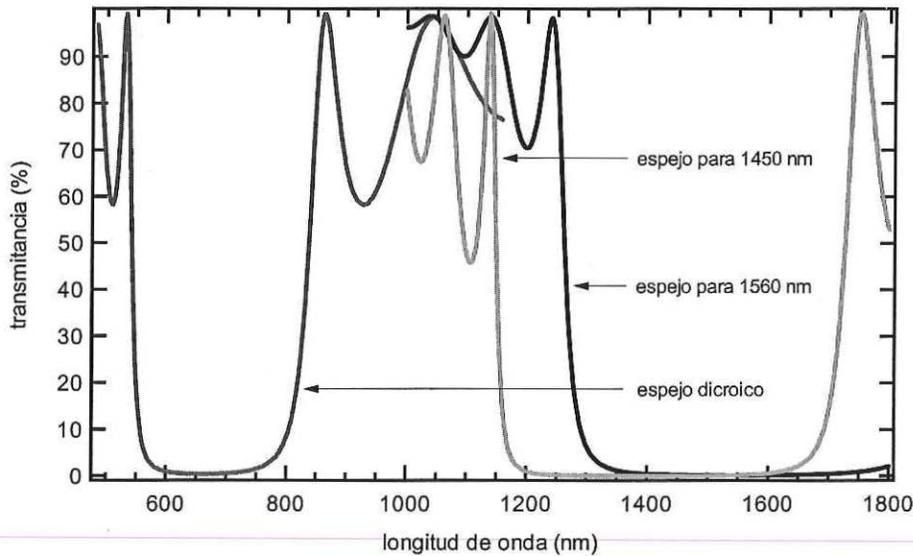


Figura 49. Transmitancia teórica de los espejos de entrada de los osciladores y del espejo dicróico. En los tres casos se considera incidencia normal.

hicieron consideraciones de las reflectancia y transmitancia a longitudes de onda más largas porque no era posible hacer ningún tipo de medición (para la emisión del OPO o para la caracterización de los espejos) a esas longitudes de onda.

Para el espejo de entrada se necesita alta reflectancia para $1.56 \mu m$ y alta transmitancia para $1.064 \mu m$; por lo que un diseño adecuado es:

$$S \left| H \frac{L}{2} \left(\frac{L}{2} H \frac{L}{2} \right)^6 \right| A, \quad A.73$$

donde $L/2$ significa que el espesor de la película es de $\lambda_d/8$, la longitud de onda de diseño en este caso es de $\lambda_d = 1.52 \mu m$, la reflectancia se espera de $R > 99.5\%$ para $1.56 \mu m$.

Para el espejo de salida se considera el diseño:

$$S \left| H \frac{L}{2} \left(\frac{L}{2} H \frac{L}{2} \right)^2 \right| A, \quad A.74$$

con una longitud de onda de diseño $\lambda_d = 1.52 \mu m$, con estas condiciones se espera obtener $R \sim 86\%$ para $1.56 \mu m$.

ESPEJO DICROICO

Para el espejo dicroico utilizado en los experimentos de la generación óptica paramétrica con semilla indirecta, con el que se acopló el haz de bombeo a $1.064 \mu m$ con el haz de la semilla (0.614 y $0.628 \mu m$) se usa el siguiente diseño a incidencia normal:

$$S | (HL)^5 H | A, \quad A.75$$

con una longitud de diseño de $\lambda_d = 0.658 \mu m$, con esto se espera una reflectancia $R > 99\%$ para $0.614 \mu m$ y $T > 90\%$ para $1.064 \mu m$.

En la figura 49 se muestran las gráficas de la transmitancia teóricas para el espejo dicroico y los espejos de entrada de los dos resonadores.

A.2 Fabricación y monitoreo del espesor de las películas

La fabricación de los espejos consiste básicamente en dos partes que tienen que realizarse simultáneamente, el depósito del material dieléctrico (que forma una película delgada) en el sustrato y el monitoreo del espesor de la película que se forma en el sustrato. El depósito del material se hace mediante evaporación y el monitoreo se lleva a cabo mediante una técnica óptica.

La evaporación de los materiales se hace al vacío, utilizando una evaporadora Edwards 306, la cual consiste básicamente en una campana de vacío, una montura para siete sustratos, un carrusel con varios depósitos para el material, un obturador y un circuito eléctrico con el que se controla la corriente. La campana de vacío alcanza una presión de 10^{-6} torr. El carrusel tiene capacidad para cuatro botes, los cuales son de un material conductor eléctrico, en los que se coloca el material que se va a evaporar.

Uno de los botes del carrusel queda colocado entre los electrodos del circuito eléctrico. Cuando la corriente del circuito se incrementa, el bote se calienta y puede alcanzar la temperatura adecuada para evaporar el material. Para detener la evaporación se disminuye la corriente a cero y simultáneamente se coloca el obturador entre el material que se evapora y el sustrato, con esto se bloquea la evaporación remanente del material debida a que su enfriamiento no es instantáneo.

En este caso se utilizaron solamente dos tipos diferentes de material y se colocaron en forma alternada en el carrusel (un bote con ZnS y el siguiente con criolita); esta disposición permite cambiar, durante el proceso de evaporación, de un material a otro con solo un movimiento del carrusel.

Dos factores importantes para que las películas se adhieran adecuadamente al substrato son la limpieza de los substratos y la pureza del material que se evapora. Por ello los substratos se limpian, primero con un producto químico que remueve el polvo y la grasa que puedan tener, y posteriormente con acetona. Para evitar la contaminación de los materiales que se van a evaporar, sus botes están hechos de un material con el que no tengan reacción, en este caso se usaron botes de molibdeno.

En la técnica para monitorear el espesor de las películas se utiliza una fuente colimada de luz blanca que incide sobre uno de los substratos (colocado en la parte central de la montura), la luz reflejada en el substrato incide en un monocromador, después del cual se coloca un fotomultiplicador conectado a una graficadora, en ella se registra una señal que es proporcional a la intensidad del haz que incide en el fotomultiplicador. El intervalo de longitudes de onda para el monitoreo está restringido por el intervalo de trabajo del monocromador, que en este caso es de 0.40 a 0.90 μm aproximadamente.

En la figura 50 se muestra un esquema de la campana de vacío y del sistema de monitoreo. Por sencillez, se muestra solamente uno de los botes para el material de evaporación, tres substratos y se ha omitido el sistema eléctrico para el calentamiento del bote.

El monitoreo óptico está basado en el comportamiento sinusoidal de la reflectancia y la transmitancia, a incidencia normal, de una película sobre el substrato [Macleod, 1986]. Este comportamiento permite detectar el momento en que el espesor de la película que está siendo evaporada tiene un valor de $\lambda_m/4$, en donde λ_m es la longitud de onda del monitoreo. El proceso se explica a continuación.

Antes de la evaporación del primer material (en este caso de índice de refracción alto) se observa en la graficadora un valor constante de la intensidad, cuando empieza

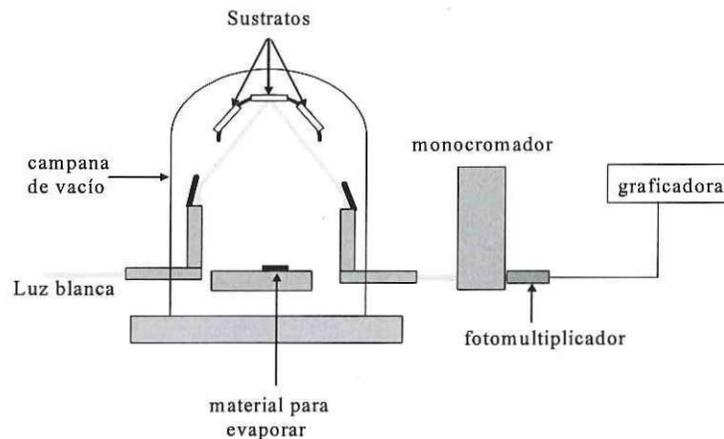


Figura 50. Arreglo para la evaporación. Para el monitoreo del espesor de las películas se usó una fuente de luz blanca, un monocromador, un fotomultiplicador y una graficadora.

la evaporación se observa que la intensidad disminuye conforme el espesor del material depositado en el sustrato se acerca al valor de $\lambda_m/4$. Cuando el espesor de la película es exactamente $\lambda_m/4$ se tiene una película antirrefleitora para esa longitud de onda y la intensidad de la luz reflejada en el sustrato tiene un valor mínimo. Si la evaporación continúa, la intensidad aumenta lentamente hasta alcanzar un máximo cuando el espesor de la película es de $\lambda_m/2$, y disminuye nuevamente hasta alcanzar otra vez el valor mínimo cuando el espesor de la película es de $3\lambda_m/4$. El proceso es periódico y con él se puede determinar con precisión cuándo el espesor de la película alcanza un valor múltiplo de $\lambda_m/4$. Para obtener películas de espesor $\lambda_m/4$ la evaporación del material se detiene cuando la intensidad del haz reflejado en el sustrato alcanza el primer máximo o mínimo.

Para la fabricación de los espejos se hace lo siguiente: se selecciona en el monocromador la longitud de onda de monitoreo adecuada para el diseño que se va a fabricar. Se coloca entre los electrodos el bote del primer material que se va a evaporar, en este caso es el material de índice alto. Se hace vacío en la evaporadora, una vez que se ha alcanzado una presión de $\sim 10^{-6}$ torr se incrementa la corriente del circuito hasta que el material se empiece a evaporar, entonces se monitorea en la graficadora

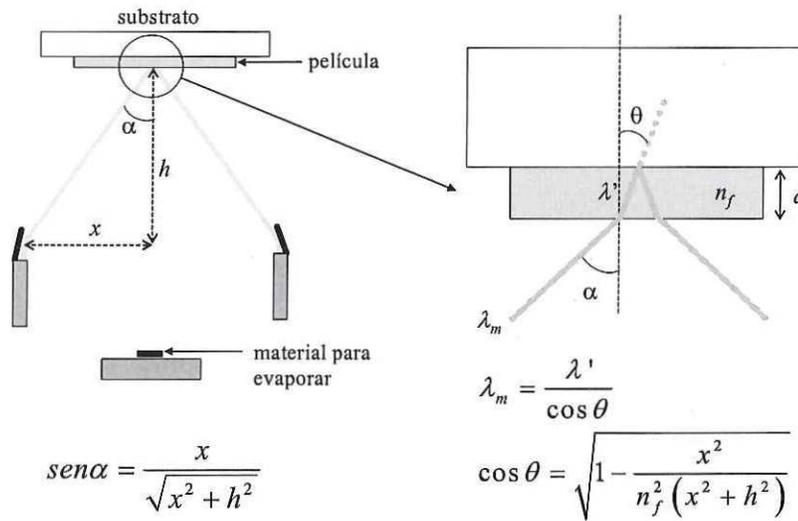


Figura 51. Monitoreo óptico del espesor de las películas. Se requiere una corrección en la longitud de onda de monitoreo debido a la incidencia oblicua del haz sobre el sustrato.

la intensidad del haz reflejado en el sustrato central. Cuando la intensidad alcanza un valor mínimo se detiene la evaporación y se mueve el carrusel para que el bote con material de índice bajo quede entre los electrodos. Se evapora el material de índice bajo de la misma manera que el de índice alto; este proceso se repite las veces necesarias hasta obtener el número de capas que requiere el diseño.

En los diseños realizados para los osciladores ópticos, la longitud de onda del diseño (λ_d) no está en el intervalo de trabajo del monocromador, por lo que una alternativa para el monitoreo es usar luz de la mitad de la longitud de onda del diseño ($\lambda' = \lambda_d/2$); con esto se necesitan entonces películas de espesor $\lambda'/2$ (que es el equivalente de $\lambda_d/4$) para la fabricación del diseño. Además la luz del monitoreo incide en forma oblicua en el sustrato, como se muestra en la figura 51, por lo que se tiene una corrección debida al ángulo de incidencia dada por:

$$\lambda_m = \lambda' / \cos\theta, \quad \text{A.76}$$

donde $\cos\theta$ está determinado, como se muestra en la figura 51, por la altura del sustrato de monitoreo respecto al material que se evapora y el índice de refracción de la película.

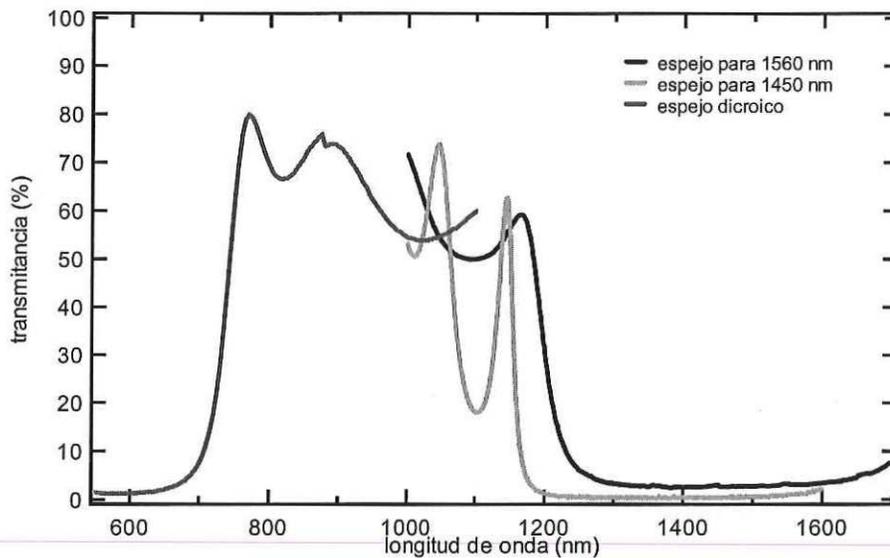


Figura 52. Caracterización de los tres tipos de espejos fabricados. Las gráficas corresponden a los substratos utilizados para monitorear el espesor de las películas. Los espejos para 1.45 y 1.56 μm corresponden a los espejos de entrada.

En el caso del espejo dicróico, como la longitud de diseño estaba en el intervalo visible, solamente fue necesario considerar la corrección debida al ángulo de incidencia para obtener la longitud de monitoreo adecuada.

Una vez terminada la fabricación, los espejos se caracterizaron con un espectrofotómetro para un intervalo de longitudes de onda de 0.5–1.6 μm . En la figura 52 se muestra la curva de transmitancia para los espejos de entrada de los dos osciladores ópticos. Las gráficas corresponden a los substratos utilizados para el monitoreo del espesor de las películas. Aunque las curvas de transmitancia para los otros substratos (que no son mostradas aquí) tienen, en general, el mismo comportamiento que la gráfica del substrato de monitoreo, fue necesario elegir para cada experimento el espejo con las mejores características.

En los espejos de los resonadores el valor de la transmitancia experimental se acerca mucho a la esperada para las longitudes de onda de 1.45 y 1.56 μm . Sin embargo, para la longitud de onda del bombeo el valor de la transmitancia medido tiene una diferencia considerable respecto al valor esperado. Contrario a lo que podría pensarse,

este valor tan bajo de transmitancia ($\sim 50\%$) fue favorable en los experimentos de este trabajo debido a que la intensidad del haz de bombeo es mayor, en al menos un orden de magnitud, que la intensidad con la que el cristal empieza a sufrir daño.

Referencias

- Armstrong, J. A., Bloembergen, N., Ducuing, J., y Pershan, P. S. (1962). *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*. *Phys. Rev.*, 127(6):1918–1939.
- Brosnan, S. J. y Byer, R. L. (1979). *Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies*. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE15(6):415–431.
- Chekhlov, O. V., Fitzpatrick, J. A. J., Rosser, K. N., Western, C. M., y Ashworth, S. H. (2002). *An all solid-state narrow bandwidth optical parametric oscillator and its applications to the high resolution spectroscopy of free radicals*. *J. Mod. Opt.*, 49(5/6):865–876.
- Chen, Y.-L., Xu, J.-J., Chen, X.-J., Kong, Y.-F., y Zhang, G.-Y. (2001). *Domain reversion process in near-stoichiometric LiNbO₃ crystals*. *Opt. Commun.*, 188:359–364.
- 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.
- 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. y Khurgin, J. B. (1998). *Generation of tunable coherent far-infrared waves based on backward optical parametric oscillation in gallium selenide*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(5):1567–1571.
- Dmitriev, V. G., Gurzadyan, G. G., y N., N. D. (1997). *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer, second edition.
- Dunn, M. H. y Ebrahimzadeh, M. (1999). *Parametric Generation of Tunable Light from Continuous-Wave to Femtosecond Pulses*. *Science*, 286:1513–1517.
- Ebrahimzadeh, M., Turnbull, G. A., Edwards, T. J., Stothard, D. J. M., Lindsay, I. D., y Dunn, M. H. (1999). *Intracavity continuous-wave singly resonant optical parametric oscillators*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(9):1499–1511.
- Fatuzzo, E. y J. Merz, W. (1967). Selected topics in solid state physics. In Wohlfarth, E. P., editor, *Ferroelectricity*, volumen VII. North-Holland.
- Fejer, M. M., Magel, G. A., Jundt, D. H., y Byer, R. L. (1992). *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*. *IEEE J.*

Quantum Electron., 28(11):2631–2654.

Fonseca Campos, J. (2000). Fabricación de estructuras con dominios ferroeléctricos invertidos en niobato de litio. Tesis de maestría, CICESE.

Furukawa, Y., Kitamura, K., Takekawa, S., Niwa, K., y Hatano, H. (1998). *Stoichiometric Mg:LiNbO₃ as an effective material for nonlinear optics*. *Opt. Lett.*, 23(24):1892–1894.

Haidar, S. y Ito, H. (1999). *Injection-seeded optical parametric oscillator for efficient difference frequency generation in mid-IR*. *Opt. Commun.*, 171:171–176.

Henderson, A. J., Roper, P. M., A., B. L., y Mead, R. D. (2000). *Stable, continuously tunable operation of a diode-pumped doubly resonant optical parametric oscillator*. *Opt. Lett.*, 25(17):1264–1266.

Houé, M. y D., T. P. (1995). *An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation*. *J. Phys D: Appl. Phys*, (28):1747–1763.

Huang, S.-D., Hsu, C.-W., Huang, D.-W., y Yang, C. C. (1998). *Retracing behaviors of the phase-matching angle in noncollinear phase-matched optical parametric oscillators*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(4):1375–1380.

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.

Klein, M. E., Lee, D.-H., Meyn, J.-P., Boller, K.-J., y Wallenstein, R. (1999). *Singly resonant continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a diode laser*. *Opt. Lett.*, 24(16):1142–1144.

Landolt-Börnstein, H. (1981). *Ferroelectric and related substances*. Springer, Berlin.

Lefort, L., Butterworth, S. D., Ross, G. W., R., S. P. G., C., H. D., y Jundt, D. H. (1998). *Efficient, low-threshold synchronously-pumped parametric oscillation in periodically-poled lithium niobate over the 1.3 μ m to 5.3 μ m range*. *Opt. Commun.*, 152:55–58.

Lindsay, I. D., Turnbull, G. A., Dunn, M. H., y Ebrahimzadeh, M. (1998). *Doubly resonant continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a single-mode diode laser*. *Opt. Lett.*, 23(24):1889–1891.

Lines, M. E. y Glass, A. M. (1977). *Principles and applications of ferroelectrics and related materials*. Oxford.

Loza-Alvarez, P., Brown, C. T. A., Reid, D. T., W., S., y Missey, M. (1999a). *High-repetition-rate ultrashort-pulses optical parametric oscillator continuously*

tunable from 2.8 to 6.8 μm . *Opt. Lett.*, 24(21):1523–1525.

Loza-Alvarez, P., Reid, D. T., Faller, P., Ebrahimzadeh, M., Sibbett, W., Karlsson, H., y Laurell, F. (1999b). *Simultaneous femtosecond-pulse compression and second-harmonic generation in aperiodically poled KTiOPO_4* . *Opt. Lett.*, 24(15):1071–1073.

Macleod, H. A. (1986). *Thin-film optical filters*. New York, second edition.

McGowan, C., Reid, D. T., Penman, Z. E., Ebrahimzadeh, M., Sibbett, W., y Jundt, D. H. (1998). *Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(2):694–701.

Milton, M. J. T., Gardiner, T. D., Molero, F., y J., G. (1997). *Injection-seeded optical parametric oscillator for range-resolved DIAL measurements of atmospheric methane*. *Optics Comm.*, (142):153–160.

Missey, M. J., Dominic, V., Powers, P. E., y Schepler, K. L. (1999). *Periodically poled lithium niobate monolithic nanosecond optical parametric oscillator and generators*. *Opt. Lett.*, 24(17):1227–1229.

Missey, M. J., Russell, S., Dominic, V., Robert G. Batchko, y Schepler, K. L. (2000). *Real-time visualization of domain formation in periodically poled lithium niobate*. *Optics Express*, 6:186–195.

Myers, L. E., Eckardt, R. C., Fejer, M. M., Byer, R. L., y Bosenberg, W. R. (1996). *Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO_3* . *Opt. Lett.*, 21(8):591–593.

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 LiNbO_3* . *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(11):2102–2116.

Orozco Arellanes, M. J. y Cudney, R. S. (2001). *Construcción y caracterización de un oscilador óptico paramétrico con niobato de litio periódicamente polarizado*. *Rev. Mex. Fís.*, 47(5):460–466.

Orozco-Arellanes, M. J. y Cudney, R. S. (2003). *Indirectly-seeded optical parametric generation in periodically poled lithium niobate*. *Opt. Express*, 11:20–26.

Penman, Z. E., Loza-Alvarez, P., Reid, D. T., Ebrahimzadeh, M., Sibbett, W., y Jundt, D. H. (1998). *All-solid-state mid-infrared femtosecond optical parametric oscillator based on periodically-poled lithium niobate*. *Opt. Commun.*, 146:147–150.

- Plusquellic, D. F., Votava, O., y Nesbitt, D. J. (1996). *Absolute frequency stabilization of an injection-seeded optical parametric oscillator*. *App. Opt.*, 35(9):1464–1472.
- Powers, P. E., Aniolek, K. W., Kulp, T. J., Richman, B. A., y E., B. S. (1998a). *Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifier seeded with the narrow-band filtered output of an optical parametric generator*. *Opt. Lett.*, 23(24):1886–1888.
- Powers, P. E., Kulp, T. J., y Bisson, S. E. (1998b). *Continuous tuning of a continuous-wave periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator by use of a fan-out grating desing*. *Opt. Lett.*, 23(3):159–161.
- Roberts, D. A. (1992). *Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystal: a plea for standardization of nomenclature and conventions*. *IEEE Quantum Electron.*, 28:2057–2074.
- Schlup, P., Butterworth, S. D., y McKinnie, I. T. (1998). *Efficient single-frequency pulsed periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator*. *Opt. Commun.*, 154:191–195.
- Schlup, P., McKinnie, I. T., y Butterworth, S. D. (1999). *Single-mode, singly resonant, pulsed periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator*. *Appl. Opt.*, 38(36):7398–4701.
- Stothard, D. J. M., Ebrahimzadeh, M., y Dunn, M. H. (1998). *Low-pump-threshold continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator*. *Opt. Lett.*, 23(24):1895–1897.
- Strößner, U., Meyn, J.-P., Wallenstein, R., Mlynek, J., Schiller, S., y Peters, A. (2002). *Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(6):1419–1424.
- Tukker, T. W., Otto, C., y Greve, J. (1998). *A narrow-bandwidth optical parametric oscillator*. *Opt. Commun.*, 154:83–86.
- Tukker, T. W., Otto, C., y Greve, J. (1999). *Design, optimization, and characterization of a narrow-bandwidth optical parametric oscillator*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(1):90–95.
- Tzankov, P., Buchvarov, I., y Fiebig, T. (2002). *Broadband optical parametric amplification in the near UV-VIS*. *Opt. Commun.*, 203:107–113.
- Weis, R. S. y Gaylord, T. K. (1985). *Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure*. *Appl Phys. A*, 37:191–203.

Yariv, A. (1989). *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, third edition.

Yu, C.-S. y Kung, A. H. (1999). *Grazing-incidence periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(12):2233–2238.

Zhang, Y. y Gu, B.-Y. (2001). *Optimal design of aperiodically poled lithium niobate crystals for multiple wavelengths parametric amplification*. *Opt. Commun.*, 192:417–425.