

PROTOTIPO DE OSCILADOR PARAMÉTRICO ÓPTICO CON CRISTAL PPLN

OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR PROTOTYPE WITH PPLN CRYSTAL

Arturo Vallespi^a, Verónica B. Slezak^a y Alejandro L. Peuriot^a

^aDEILAP (CITEDEF UNIDEF MINDEF-CONICET)

Juan Bautista de La Salle 4397 (B1603ALO) Villa Martelli Bs. As. Argentina

Recibido: 11/09/2015; Aceptado: 26/08/2016

Se diseñó y construyó un oscilador paramétrico óptico (OPO), utilizando un cristal no lineal (CNL) de LiNbO₃ dopado con MgO al 5 % (Covesion) de 4 cm de largo y espesor 1 mm bombeado con un láser pulsado de Nd: YVO₄ (1064 nm, 7 W a 10 kHz, Coherent-Matrix-1064-7-10). El CNL tiene grabadas redes de polarización alternadas con un periodo dado en los dominios ferroeléctricos, compensando la diferencia de fase; se denomina PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). El CNL está contenido en una cavidad de dos espejos: en este caso el resonador realimenta una sola onda (la señal o el complemento). El cristal se confina en un horno consiguiéndose la sintonía de emisión del OPO variando la temperatura y el periodo de la red. El cristal que se usa es de 5 redes (sección de la red 1 mm²) y abarca en total una región del IR-medio de 1,48 a 2,12 μm en la señal y 2,13 a 3,78 μm en el complemento. La cavidad está formada por un espejo de 0,5 m de distancia focal con capa de plata y un espejo plano dieléctrico que refleja la señal (98 % en promedio). La intensidad pico del bombeo enfocado en el cristal es de ~29 MW/cm² a 1 kHz (ancho de pulso 30 ns) y el haz prácticamente es TEM₀₀. En las primeras experiencias se determinaron, variando la temperatura, el rango de emisión, el umbral, la forma temporal de los pulsos, la eficiencia de conversión de energía, la sensibilidad y estabilidad de la cavidad.

Palabras clave: Oscilador paramétrico óptico, cristal no lineal, cavidad, conversión de frecuencias, PPLN.

An optical parametric oscillator (OPO) was designed and built using a 4 cm long and 1 mm thick nonlinear crystal (NLC) MgO 5% LiNbO₃ (Covesion) pumped with a pulsed Nd: YVO₄ (1064 nm 7 W at 10 kHz, Coherent-Matrix-1064-7-10). The NLC consists of five periodically poled gratings with alternating polarization in the ferroelectric domains, in order to compensate the phase difference; it is called PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). The NLC is contained in a cavity of two mirrors: in this case the resonator feeds back a single wave (signal or idler). The crystal is confined in an oven in order to achieve the OPO's emission tuning by varying the temperature and the period of the network. The crystal has 5 gratings (1x1 mm section of the grating) and covers a region of the mid-IR from 1,48 to 2,12 μm (signal) and from 2,13 to 3,78 μm (idler). The cavity is formed by a 0,5 m focus silver layer mirror and a dielectric plane mirror reflecting the signal (~98%). The pump peak intensity focused on the crystal is ~29 MW/cm² at 1 kHz (30 ns pulse width) and is considered as a TEM₀₀ beam. In the first experiments, the range of emission threshold, the temporal shape of the pulses, the energy conversion efficiency, sensitivity and stability of the cavity were determined by varying the temperature.

Keywords: optical parametric oscillator, nonlinear crystal, cavity, frequency conversion, PPLN.

1. Introducción

Desde que se logró el primer láser los científicos buscaron obtener fuentes sintonizables y con nuevas frecuencias, en especial para espectroscopia en el rango del infrarrojo medio y para otras numerosas aplicaciones. Sin embargo, pasaron años hasta concretarse técnicamente durante los cuales surgieron otras alternativas, como la conversión de frecuencias (suma y resta de frecuencias, generación paramétrica, etc.) basadas en óptica no lineal por medio de interacciones de segundo orden. En el año 1961 se obtuvo la generación de segunda armónica o doblado

de frecuencias por medio de un cristal de cuarzo excitado con un láser de rubidio ^[1]. Este fue el comienzo del desarrollo de la óptica no lineal y, después de un año con un trabajo notable, se fundamentó la teoría ^[2]. Años más tarde, en 1965, se logró el primer oscilador paramétrico óptico (OPO) con un cristal de niobato de litio (LiNbO₃) bombeado con un láser pulsado de Nd:CaWO₄ y doblado en frecuencias ^[3]. Un año después, los científicos rusos lograron lo mismo con un cristal de KDP. Los OPOs tienen un ancho de banda óptico muy grande (en algún caso mayor que el de los láseres de colorantes) y poseen una propiedad interesante: se sintonizan con la

temperatura. En los años setenta se hicieron realidad los láseres de colorantes pulsados y después se desarrollaron los continuos que podían sintonizarse en un amplio rango y eclipsando al OPO, que quedó como una curiosidad de laboratorio. Más tarde surgió el láser sólido de Titanio-Zafiro también sintonizable. Se progresó notablemente en comprender los fenómenos no lineales, en especial en el OPO [4], [5]. También se desarrollaron nuevos cristales, como KTP y BBO entre otros, y se perfeccionó la técnica de invertir periódicamente la polarización en los cristales ferroeléctricos como el LiNbO₃. Estos adelantos dieron vida otra vez a los OPOs pulsados y continuos, alcanzando notable eficiencias. Estos actualmente se comercializan funcionando en el IR medio con un rango de sintonía amplio, en contraste con los diodos láser de cascada cuántica que emiten en la misma zona. Los OPOs pulsados y continuos se usan en espectroscopia vibro-rotacional en moléculas orgánicas, para detectar y medir concentraciones de gases de invernadero y tóxicos, contramedidas para misiles en el campo militar, etc. Asimismo, se emplean en el rango de los Tera Hertz para detectar materiales no metálicos como plásticos, cerámica, drogas, etc. y también se utilizan para seguridad en los aeropuertos (*bodyscan*). En óptica cuántica se aprovechan como fuentes no convencionales ya que generan estados entrelazados o bifotónicos [6].

Buscando nuevos y mejores piezoeléctricos, hace décadas en los laboratorios Bell se obtuvo el LiNbO₃, material de comportamiento no lineal que se emplea ampliamente en fotónica. Éste es un cristal sintético, no tiene centro de simetría, presenta alto coeficiente no lineal ($d_{33} = 27$ pm/V) y comportamiento ferroeléctrico, entre otras propiedades. El LiNbO₃ posee una transparencia óptica desde el visible al IR medio, hasta 5 μ m. Se puede dopar con óxidos de metales para bajar el efecto foto-refractivo que limita el uso en la región visible [7]. Este cristal se emplea usualmente en los OPOs-IR dopados con MgO. La tecnología de Internet y de chips ópticos se basa en este material para hacer acopladores, guías de onda y moduladores, entre otros.

2. Elementos Teóricos del Oscilador Paramétrico Óptico

2.1 Generación paramétrica y ajuste de fases

La generación paramétrica óptica es un efecto no lineal de segundo orden en la polarización, que se limita a cristales sin centro de simetría [8]. La polarización o densidad de dipolos se puede expresar hasta el segundo orden:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \dots) \quad (2.1)$$

donde $\chi^{(p)}$ son las susceptibilidades eléctricas y, \mathbf{E} es el campo eléctrico y ε_0 es la constante dieléctrica del vacío. Por ejemplo, en gases y líquidos $\chi^{(2)} = 0$ por simetría espacial. El primer término en $\chi^{(1)}$ da lugar a las leyes de óptica lineal que se deducen en electromagnetismo (ecuaciones de Fresnel).

La generación paramétrica óptica se produce a partir de un láser de bombeo, con una radiación transparente al cristal de frecuencia ω_b que interactúa con los dipolos no lineales, generando ondas de otras frecuencias menores que se denominan señal ω_s y su complemento ω_c (en inglés *idler*). Las frecuencias que se crean surgen del ajuste de fases de las ondas, determinado por los índices de refracción del cristal y la conservación de la energía ($\omega_b = \omega_s + \omega_c$). Este fenómeno se llama conversión descendente paramétrica espontánea (*spontaneous parametric down conversion*).

Esta es la descripción según la teoría clásica del electromagnetismo, adecuada al marco de este trabajo. La conversión descendente paramétrica espontánea en realidad es un fenómeno cuántico, ya que las ondas que se generan poseen características estadísticas no convencionales y asimismo surgen del “ruido cuántico” [6], [9].

El ajuste de fases es esencial para el proceso, en otras palabras el fenómeno requiere la coherencia de las ondas. Se puede demostrar que para ondas planas que se propagan en el cristal con un número de onda

$\mathbf{K}_q = (2\pi n_q / \lambda_q) \hat{\mathbf{k}}_q$ donde n_q es el índice de refracción del cristal, λ_q es la longitud de onda en el vacío y q indica b , s ó c , se debe cumplir:

$$\Delta\mathbf{K} = \mathbf{K}_b - \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_c \approx \mathbf{0} \quad (2.2)$$

En este caso se dice que las ondas “cumplen el ajuste de fases” entre las tres y se obtiene la eficiencia máxima de conversión. Según la teoría cuántica la ec. (2.2) expresa la conservación del impulso \mathbf{p}_q de los tres fotones ($\mathbf{p}_q = \hbar \mathbf{k}_q$, donde h es la constante de Planck).

Se pueden hallar numerosos métodos para ajustar la fase, pero de hecho hay dos que se usan en la práctica: el empleo de cristales birrefringentes o de cristales ferroeléctricos. Los birrefringentes aprovechan los dos caminos, ordinario y extraordinario en el cristal con índices distintos, ajustando el ángulo del haz incidente respecto del eje óptico y es el método clásico. En los ferroeléctricos se puede formar una red de polarización permanente con dominios periódicamente alternados con un paso dado Λ y el camino es único. En este caso no es exacto el ajuste de fases y se llama “cuasi ajuste de fases”, es lo que se utiliza en KTP y LiNbO₃ entre otros.

Los cristales con inversión de polarización se denominan PPXX (*Periodic Poling XX*). Al usar el cuasi ajuste de fases se agrega una variable más: la periodicidad Λ de la red y la ventaja es que los haces se propagan en una dirección, los \mathbf{K}_q son colineales. Entonces se cumple [8], [10]:

$$\Delta K = K_b - K_s - K_c - \frac{2\pi}{\Lambda} \approx 0 \quad (2.3)$$

A diferencia de lo anterior, en la birrefringencia hay dos caminos dependientes de la polarización de la luz que compensan la velocidad de fase con el índice de refracción a una frecuencia, dependiendo del ángulo del haz de bombeo y de la temperatura del cristal. Además los dos caminos tienen un ángulo de birrefringencia y los haces se solapan parcialmente con la propagación de la onda (*walk off*), esto limita el largo del cristal. No se puede elegir una dirección de propagación coincidente con el máximo coeficiente no lineal.

El método del cuasi ajuste de fases disminuye el coeficiente no lineal. Se demuestra que dicho coeficiente resulta multiplicado por $2/\pi$, por ejemplo en el niobato de litio $d_{ef} = (2/\pi) d_{33} = 17 \text{ pm/V}$. El cristal intercambia momento lineal con los fotones.

Las ecs. (2.2) y (2.3) se pueden ajustar a cero con ondas planas, pero con haces casi-gaussianos siempre hay una diferencia de cero, dependiendo de la curvatura del frente de ondas.

2.2 Tipos de OPO

La generación paramétrica de un pasaje partiendo de ruido cuántico en general es débil; para que se amplifique se coloca una cavidad óptica de forma lineal o en anillo, dependiendo del bombeo continuo o pulsado. Los OPOs se pueden clasificar en tres categorías, dependiendo de la reflectividad de los espejos a las tres longitudes de onda:

- 1) la cavidad resuena a una longitud de onda, de la señal o el complemento, y se escribe con la sigla SOPO (Singly resonant OPO),
- 2) la cavidad resuena a las dos longitudes de onda, la señal y el complemento y se describe con la sigla DOPO (Doubly resonant OPO). En general hay dos cavidades y se ajustan las frecuencias de los modos cambiando la longitud de una cavidad por medio de un PZT adosado a un espejo. Se utiliza en el caso de bombeo continuo; la ventaja es que disminuye marcadamente el umbral de oscilación.
- 3) las tres ondas resuenan en la cavidad; es el caso de un cristal no lineal intracavidad de un láser de bombeo. En general se compone de tres cavidades, como el OPO comercial *firefly-IR* de la compañía M^2 .

2.3 Amplificación paramétrica y ancho de banda del cristal [11]

Suponiendo condiciones ideales en la teoría: ondas planas, bombeo continuo de una frecuencia y que no se atenúa, se puede demostrar que la ganancia paramétrica de un pasaje, partiendo del ruido cuántico $E_q(0)$ al comienzo del cristal (siendo $q = s, c$), es

$$G_q(l) = \frac{|E_q(l)|^2}{|E_q(0)|^2} - 1 = (\Gamma l)^2 \frac{\text{senh}^2(gl)}{(gl)^2} \quad (2.4)$$

$$\text{con } \Gamma^2 = \frac{d_{ef}^2}{n^3} \cdot \frac{8\pi^2 I_b}{\lambda_s \lambda_c} Z_0 \quad (2.5)$$

$$\text{y } g = \sqrt{\Gamma^2 - (\Delta K/2)^2} \quad (2.6)$$

donde l es el largo del cristal, d_{ef} es el coeficiente no lineal efectivo, n es el promedio de los índices de refracción de las tres ondas, I_b es la intensidad de bombeo, $Z_0 = 1/\epsilon_0 \cdot c$ es la impedancia del vacío y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Si se verifica que $\Delta K/2 < g$ la ec. (2.4) se aproxima a: $G_q(l) \cong 1/4 e^{2\Gamma l}$.

Si el radicando de ec. (2.6) se hace negativo, la ec. (2.4) se transforma (continuamente) en la función $\text{sinc}^2(|g|l) = \text{sin}^2(|g|l)/(|g|l)^2$.

En resumen hay dos regímenes: de alta o baja ganancia. En el primero hay amplificación y en el otro oscila la energía y la conversión disminuye con la función $\text{sinc}^2(x)$. La teoría analítica presupone que el bombeo no disminuye o merma al pasar por el cristal; esto no siempre es cierto. Sin esta hipótesis no se pueden resolver las tres ecuaciones no lineales acopladas de las tres ondas. No obstante, la teoría analítica es útil para el diseño del OPO y se aproxima mejor si $\Delta K \approx 0$.

El ámbito de sintonía está limitado por la ventana de transparencia del cristal, el ajuste de fases ΔK y la ec. (2.4). La frecuencia se sintoniza con la temperatura del cristal, en un horno estabilizado y ajustando el ΔK .

El ancho de banda por un pasaje del bombeo en el cristal, en el régimen de "baja ganancia" ($\Gamma^2 < (\frac{\Delta K}{2})^2$) depende en primera aproximación del largo del cristal. También está relacionado con los índices de refracción, con la velocidad de grupo y si ω_s se aproxima a ω_c interviene la dispersión de la velocidad de grupo. Estos parámetros dependen de la longitud de onda y de la temperatura (fórmulas de Sellmeier).

El ancho de banda está determinado por la ganancia de un pasaje el cual se define [11]:

$$|gl| = [|(\Delta K/2)^2 - \Gamma^2|]^{1/2} l = \pi \quad (2.7)$$

Si se supone que la ganancia es débil: $(\Gamma l)^2 \ll \pi^2$, el término Γ resulta despreciable, quedando:

$\frac{1}{2} \Delta K l = \pi$, donde la función $\text{sinc}^2(x)$ se anula.

Con ondas planas a una frecuencia de bombeo y escasa conversión, se aproxima a primer orden a partir de las ecs. (2.2) y (2.3) y suponiendo que $\Delta K(\delta\omega_q)$, se demuestra que:

$$|\delta\omega_q| \approx 2\pi/\beta_{sc} \cdot l \quad (2.8)$$

donde β_{sc} es la diferencia de las inversas de las velocidades de grupo $u_q = \partial\omega_q/\partial k_q$ con $q = s$ y c . Resulta:

$$\begin{aligned} \beta_{sc} &= |1/u_s - 1/u_c| \cong \frac{1}{c} |n_s - n_c + \lambda_s \frac{\partial n}{\partial \lambda_s} - \\ \lambda_c \frac{\partial n}{\partial \lambda_c}| &\approx |n_s - n_c|/c = \Delta n/c \end{aligned} \quad (2.9)$$

Se deduce un ancho de banda total en estimación de baja ganancia (bg):

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_q^{bg} &\approx 2\lambda_q^2/\Delta n \cdot l \\ \text{y } \Delta\nu_q^{bg} (cm^{-1}) &\approx 2/\Delta n \cdot l (cm) \end{aligned} \quad (2.10)$$

El caso de $\omega_s \rightarrow \omega_c$ (caso degenerado) o $\beta_{sc} \approx 0$ está discutido en la revisión de Byer^[11] y a segundo orden se demuestra:

$$\Delta^{bg} \omega_q \approx 2|4\pi/g_{sc} \cdot l|^{1/2} \quad (2.11)$$

donde $g_{sc} = \partial^2 k/\partial^2 \omega_s + \partial^2 k/\partial^2 \omega_c$

Se observa en la ec. (2.10) que cuanto más cerca están las longitudes de onda λ_s y λ_c más se agranda $\Delta\lambda_q$ y viceversa. Asimismo cuanto más largo sea el cristal (l) menor será el ancho de banda. Las ecs. (2.10) y (2.11) no dependen de la potencia de bombeo. En el caso de no despreciar Γ^2 en la ec. (2.7) y partiendo de esta última y la correspondiente a baja ganancia, se encuentra la relación:

$$\Delta\lambda_q(\Gamma) = [1 + (\Gamma^2 l^2/\pi)]^{1/2} \cdot \Delta\lambda_q^{bg} \quad (2.12)$$

Estas expresiones se obtienen considerando amplificación paramétrica de un pasaje en el cristal con escasa conversión. Sin embargo, con una cavidad resonante a una sola frecuencia q , es decir un SOPO, se observa que el ancho de banda se reduce. Esta disminución depende del número de pasajes de ida y vuelta (p) de la onda resonante que se propaga en la cavidad y se puede aproximar^[12] a $\Delta\nu/\sqrt{p}$; p es función de las reflectividades de los espejos y además

del tipo de bombeo continuo o pulsado o mono/multi-modo axial. En el caso pulsado y pocas pérdidas, p representa el número de pasajes que se pueden hacer en el ancho temporal del pulso. Es beneficioso achicar la longitud de la cavidad y además se baja el umbral. Una función importante de la cavidad es acumular la energía de la onda resonante para llegar al “umbral de emisión” del SOPO, cuando se inicia la merma del bombeo, que depende de la ganancia $(\Gamma l)^2$ y de las pérdidas y, consecuentemente, de las reflectividades de los espejos de la cavidad. Además la cavidad es un filtro óptico con resonancias espaciadas en $\Delta\nu = c/2L$ (cavidad vacía), donde L es largo de la cavidad. Se hallan muchos modos axiales en el ancho de banda con una cavidad corta, es decir no más de 10 veces el largo del cristal.

Si se deja fija la frecuencia de la señal por medio de la cavidad, el complemento fluctúa con el bombeo. En el caso de un bombeo con varios modos axiales, la conversión de los modos de bombeo está limitada a un ancho de banda según la ecuación^[11]:

$$\Delta\omega_b \leq \frac{2\pi}{\beta_{sc} l} \quad (2.13)$$

donde β_{sc} está descripta en la ec. (2.9).

Surge la pregunta sobre cómo se reduce el ancho de banda en una cavidad. Esto se logra colocando filtros ópticos, como un etalón o una red de difracción en Littrow o rasante como se usa en láser de colorantes pulsado^[12]; es la forma más simple para un SOPO. Otra técnica es inyectar (o sembrar) radiación de un láser monomodo en la cavidad y forzar la energía a una resonancia, pero es oneroso y difícil de implementar. Con una cavidad DOPO, se pueden hacer resonar las dos cavidades en una frecuencia, de manera que coincida un modo único en las dos cavidades, consiguiendo un OPO monomodo, pero requiere un lazo de control para estabilizar las longitudes de las cavidades. Simultáneamente se disminuye el umbral.

2.4 Conservación del flujo de energía

La conservación del flujo de fotones en el cristal, despreciando las pérdidas, demuestra que:

$$\frac{1}{\omega_s} \frac{\partial I_s}{\partial z} = \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial I_c}{\partial z} = -\frac{1}{\omega_b} \frac{\partial I_b}{\partial z} \quad (2.14)$$

Donde $I_q = \frac{1}{2} n_q c \varepsilon_o |E_q|^2$ y en general es más útil $I_q = \frac{P_q}{A_q}$. En esta última expresión P_q es la potencia y A_q el área del haz de la onda q , que son las cantidades que se miden. Históricamente éstas son las relaciones de Manley-Rowe, que se demostraron con circuitos eléctricos no lineales, en los años 1956-1960.

2.5 Cavity óptica

a) Cavity vacía

Una cavity óptica de dos espejos planos es inestable o está al borde de la inestabilidad, es el caso de la cavity vacía, sin embargo con un medio amplificador hay una abertura que estabiliza la cavity. Por ejemplo, la ganancia espacial delimita un diafragma en algunos láseres, tal como se encuentra en los láseres de colorantes o en los diodos laser; en el caso del OPO el haz de bombeo constituye el diafragma. El resonador de dos espejos planos tiene la desventaja de que el haz diverge rápido y se puede usar con cavidades cortas y pocos pasajes. Sin embargo, una cavity muy simple de tipo curvo-plano resulta estable y el radio mínimo del haz se halla en el espejo plano.

Se considera que todos los haces son gaussianos, con un radio mínimo w_{0j} y por simplicidad que el cristal está junto al espejo plano y que tiene una longitud despreciable respecto del resonador. Por consiguiente los haces se propagan en el vacío entre los dos espejos. Entonces, las ecuaciones de propagación de los campos en el vacío que dan el radio de curvatura R y el radio del haz w en función de z son:

$$R(z) = z(1 + z_R^2/z^2) \quad (2.15)$$

$$w(z)^2 = w_0^2(1 + z^2/z_R^2) \quad (2.16)$$

donde z_R es la longitud de Rayleigh. En $z = 0$ se encuentra el frente de onda plana y la cintura mínima (*waist*) w_0 .

Para una cavity (vacía) de dos espejos de radios de curvatura R_1 y R_2 (>0) espaciados L a lo largo del eje z , se encuentra que el modo fundamental tiene un radio mínimo w_0 dentro del resonador (estableciendo el origen en $z = 0$).

En el caso de una cavity curvo-plano, $R_2 = \infty$. En función de los parámetros de la cavity vacía se puede demostrar, a partir de las ecs. (2.15) y (2.16) y las condiciones de contorno en los espejos que:

$$z_R = \left(\frac{\pi}{\lambda} w_0^2\right) = \sqrt{L(R_1 - L)} > 0 \quad (2.17)$$

Para una cavity estable: $z_R > 0$, la región de estabilidad es $0 < L < R_1$ y $z_R(L)$ describe un semicírculo: $z_R^2 + (L - R_1/2)^2 = (R_1/2)^2$ donde $R_1/2$ es el centro del círculo.

b) Enfoque y cristal no lineal

En el OPO es conveniente que la longitud de Rayleigh del haz de bombeo sea más grande o igual que la longitud del cristal, pero la cavity impone que los radios del haz de la señal y del complemento sean diferentes y varíen con la longitud de onda. Esto es

cierto para una cavity vacía, pero con un cristal no lineal, el haz de bombeo fuerza a una ganancia cuasi-gaussiana y establece un diafragma del mismo tipo en el haz que resuena.

Por otra parte existe un límite mínimo de w_b para no llegar al “daño óptico del cristal”. Por ejemplo, para LiNbO_3 es conveniente no superar la densidad de energía de 1 J/cm^2 en el resonador (en intensidad). Además, también la red de polarización limita el área del bombeo, en este caso a 1 mm^2 . Estas consideraciones limitan el radio del bombeo enfocado en el cristal.

La cavity del OPO no es vacía, tiene un elemento no lineal que altera la cintura de los haces. En el caso de un SOPO que resuena una onda (señal), el radio mínimo de ésta \bar{w}_s está determinado de las dos ecuaciones diferenciales acopladas que describe la propagación de ondas gaussianas en el cristal. Admitiendo baja conversión $w_b = \text{cte}$, $E_b = \text{cte}$. y además suponemos campo cercano $w_{0j} \approx w_j(z)$ se demuestra que ^[13]:

$$1/\bar{w}_s^2 = 1/w_s^2 + 2/w_b^2 \quad (2.18)$$

En la referencia [13] apéndice A, se describe el proceso en el caso de espejos planos. Los argumentos de éste apéndice son que el campo del vacío (ruido cuántico) se acopla a la onda que resuena y la otra es independiente del resonador. En otras palabras el w_c está libre y es transparente a la cavity. Por otro lado, la propagación en la cavity no vacía, se obtiene con las matrices ABCD, en el espejo plano se obtiene un radio w_o ^[14]:

$$w_o^2 = \left(\frac{\lambda_s}{\pi}\right) \sqrt{L_{ef}(R - L_{ef})} \quad (2.19)$$

donde $L_{ef} = d + l/n_s$ y $d = L - l$, L es la distancia entre los espejos, l la longitud del cristal y n_s el índice del mismo a la longitud de onda λ_s . Esta última difiere con la ec. (2.17) en el L que se reemplaza con L_{ef} . Los radios \bar{w}_q son determinados por el cristal no lineal. Con la hipótesis que el ruido cuántico resuena con la cavity, es decir que $w_s = w_o$ y despejando de las ec. (2.18) y (2.19), se consigue:

$$\bar{w}_s^2 = \frac{\lambda_s w_b^2}{\pi} \sqrt{L_{ef}(R - L_{ef})} / (w_b^2 + \frac{2\lambda_s}{\pi} \sqrt{L_{ef}(R - L_{ef})}) \quad (2.20)$$

Queda definido el rango de estabilidad:

$l/n_s < L_{ef} \leq R$. Se puede calcular w_c^{NL} con la expresión ^{[13], [14]}

$$1/w_c^{NL} = 1/w_s^{NL} + 1/w_b \quad (2.21)$$

donde $w_s^{NL} = \bar{w}_s$. Las ecs. (2.20) y (2.21) son aproximaciones debajo del umbral, en realidad se puede resolver sólo numéricamente.

3 Diseño y caracterización del OPO con cristal PPLN

3.1 Diseño de la cavidad

El oscilador paramétrico óptico de una resonancia, con una configuración simple dispone de una cavidad en forma de L de dos espejos curvo-planos (fig. 3.1) seleccionada de manera que permite amplificar la frecuencia llamada *señal* (λ_s). La cavidad para amplificar la señal se conforma con los espejos *E1* y *E2*.

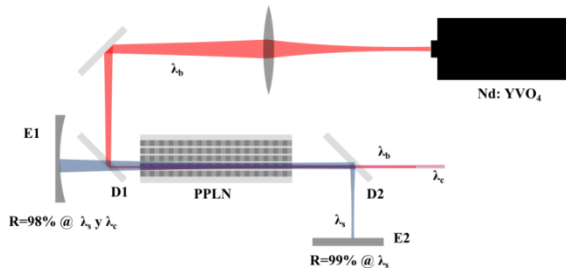


Figura 3.1: esquema de la propagación de las distintas emisiones en la cavidad.

El espejo multicapas dieléctricas plano *E2* ($R > 98\%$, $AI 8^\circ$, $1200 - 1700 \text{ nm}$), donde AI es ángulo de incidencia, refleja la señal hacia el espejo cóncavo con recubrimiento de plata *E1* ($f_1 = 0,5 \text{ m}$, $R > 98\%$). El espejo cóncavo se seleccionó entre otras cosas con el fin que el haz λ_s tenga un modo axial con un $z_R > l$ con una longitud L corta para maximizar los pasajes de la onda de bombeo y bajar el umbral de emisión. En relación a ello la fig. 3.2 muestra los resultados de las ecs. (2.20) y (2.21) en función de la longitud $d = L - l$ y de diferentes longitudes de onda $\bar{w}_s(d, \lambda) = w_s^{NL}$. Se tiene en cuenta el cristal con índice refracción $n \approx 2,17$ a $1,6 \mu\text{m}$, $T = 150^\circ\text{C}$, lo cual introduce una corrección definiendo la longitud efectiva:

$L_{ef} = L - l \cdot (n - 1) / n$, donde l es la longitud del cristal ($l = 40 \text{ mm}$), y que debe considerarse para la propagación de los haces que atraviesan la cavidad. Con d alrededor de 300 mm se obtiene $z_R = 8,6 \text{ mm}$ y la cintura del haz resonante, es $\bar{w}_s = w_s^{NL} \sim 0,215 \text{ mm}$ para $\lambda_s = 1600 \text{ nm}$. Estos valores son razonables con una distancia entre espejos aproximada de 290 mm , ($d \approx 250 \text{ mm}$) y, con un bombeo enfocado en el cristal a $w_b = 0,34 \text{ mm}$.

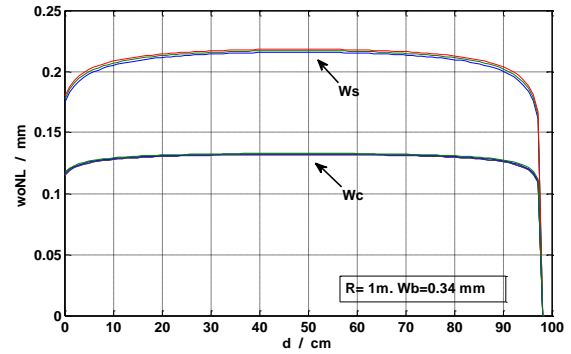


Figura 3.2: cinturas de los haces w_s y w_c vs la distancia $d=L-l$ para distintas longitud de onda λ_s : 1,5 (azul), 1,6 (verde) y 1,7 (rojo) μm .

El haz de bombeo es enfocado mediante una lente plana convexa de 40 cm de distancia focal y redirigido mediante un espejo plano a un divisor de haz dicróico que introduce el bombeo en la cavidad (*D1*, THORLABS DMLP1180), refleja el haz de bombeo y transmite la señal λ_s . Por conversión paramétrica se generan las emisiones de la señal λ_s y el complemento λ_c y continúan el recorrido junto con el bombeo remanente. Un separador de haz complementario (*D2*, THORLABS DMSP1500) transmite el haz de bombeo que no se convirtió fuera del resonador evitando que el bombeo vuelva al láser, refleja la señal y permite también la transmisión del complemento ($T > 98\%$ @ $1000-1450 \text{ nm}$, $R > 98\%$ @ $1550-1750 \text{ nm}$). Los divisores de haz o dicróicos se eligieron con sustrato de cuarzo para transmitir el complemento.

El láser de bombeo es un láser industrial de Nd: YVO_4 , que se puede operar en continuo o pulsado hasta 10 kHz (Coherent, Matrix 1064-7-10) y que emite en 1064 nm (λ_b), presentando un astigmatismo leve. La emisión se caracterizó utilizando un perfilómetro desarrollado en el laboratorio^[15], encontrándose un modo TEM_{00} con $M^2 \sim 1$ con polarización lineal. Se observa que el láser produce varios modos longitudinales y el ancho de pulso varía con la repetición, midiéndose a 1 kHz aproximadamente 30 ns . A esta frecuencia de pulsos se trabajó a una potencia media máxima de $1,5 \text{ W}$, con pulsos de $1,5 \text{ mJ}$. El ancho de línea, que se midió con un *wavemeter* (High Finesse Ångstrom, modelo Laser Spectrum Analyzer), varía entre $0,05$ a $0,07 \text{ nm}$ a 1 kHz . Esta variación es debida a que los modos axiales varían rápidamente con el tiempo, pulso a pulso, además el equipo promedia durante aproximadamente un segundo, sin sincronización con los pulsos.

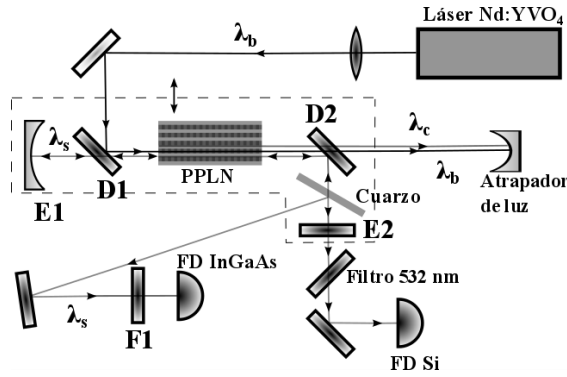


Figura 3.3: esquema simplificado del experimento. La cavidad está conformada por los espejos E1 y E2.

El haz de bombeo (fig. 3.1 y 3.3) atraviesa el cristal no lineal PPLN (Covesion, modelo MOPO1-1.0-40) enfocado a un diámetro de $\phi \cong 0,48$ mm (en intensidad) en el centro del cristal y da un valor :

$w_b = \phi \sqrt{2}/2 = 0,34$ mm en el campo eléctrico a 1/e. La densidad de energía de cada pulso es $0,83$ J/cm² por debajo del umbral de daño del cristal de 1 J/cm² en la cavidad. Con respecto a los radios de los haces la relación de los radios de la cavidad no lineal a $\lambda_s=1600$ nm es $w_s^{NL}/w_b = 0,63$.

El cristal está dopado con MgO al 5%, para disminuir el efecto fotorrefractivo; tiene 40 mm de longitud y 1 mm de espesor, con cinco redes de diferentes períodos que abarcan las longitudes de onda desde 1,48 hasta $2,13 \mu\text{m}$ para la señal y el complemento de 2,13 hasta $3,78 \mu\text{m}$. El cristal se calienta según la longitud de onda que se desee obtener, de 30° hasta 200 °C en un horno que se estabiliza a 0,01 °C. El horno se puede desplazar lateralmente mediante un posicionador micrométrico para abarcar las diferentes redes.

3.2 Sintonización del PPLN

El cristal PPLN genera ondas parásitas (visibles) correspondientes al doblado en frecuencia del bombeo (532nm) y varias ondas en rojo que se componen de la suma de frecuencias del bombeo con el complemento (λ_{rc}) y bombeo con la señal (λ_{rs}) (fig. 3.4). Este último es de fundamental importancia ya que al ser medido con un espectrómetro acoplado a fibra óptica con un arreglo de diodos (Avantes, AvaSpec 3648, ranura = $100 \mu\text{m}$) permite luego calcular λ_s y λ_c . Para elegir una longitud de onda se selecciona una red con un período establecido y se ajusta la temperatura del horno. Usando la conservación de la energía se deriva la expresión que permite calcular λ_s y λ_c conociendo λ_b y λ_{rs} :

$$\lambda_s = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{rs}} - \frac{1}{\lambda_b}} \quad (3.1)$$

y el complemento:

$$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{1}{\lambda_b} - \frac{1}{\lambda_s} \quad (3.2)$$

Cuando se habilita la cavidad, además se observa que aparece otra longitud de onda parásita débil de ~ 849 nm que corresponde a $\lambda_s = 1700$ nm para la red de $31,02 \mu\text{m}$ a una temperatura de 170 °C, que se debe al doblado de la frecuencia de la señal que resuena en la cavidad. Con el objeto de obtener un espectro visible e IR-cercano se suprimieron con filtros el bombeo y doblado de éste para que no saturaran los detectores del espectrómetro.

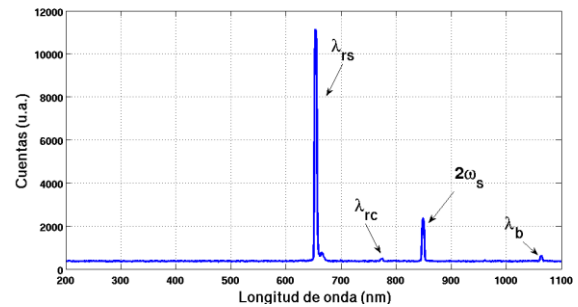


Figura 3.4: espectro con la cavidad habilitada, medido para la red de $31,02 \mu\text{m}$ a 170 °C, $\lambda_{rs} = 653,7$ nm corresponde a la suma de frecuencias del bombeo y la señal, siendo $\lambda_{rc} = 774,8$ nm corresponde a la suma del bombeo y el complemento. La segunda armónica de la señal ($2\omega_s$) para $\lambda_s = 1700$ nm es ~ 849 nm.

El espectrómetro tiene una resolución ~ 4 nm, pero gracias al ancho de emisión grande del SOPO se puede determinar la longitud de onda con error del $\sim 1,5\%$ a $1,6 \mu\text{m}$.

3.3 Curvas de sintonía del PPLN

Se realizó un estudio de las curvas de sintonía del SOPO para las distintas redes del cristal PPLN que se compararon con las curvas del fabricante, basadas en la ecuación de Sellmeier considerando la dependencia de la temperatura^[16]. En la fig. 3.5 se muestra la curva para la red de $31,02 \mu\text{m}$, que fue utilizada en este trabajo, obtenida sintonizando la señal y el complemento variando continuamente la temperatura. Se sintonizó una longitud de onda de la suma de frecuencias λ_{rs} de $640,1$ nm, elevando la temperatura del cristal a 60 °C. La señal calculada fue 1606 nm mientras que para el complemento se obtiene 3150 nm con las ecs. (3.1) y (3.2). Estos datos y las curvas concuerdan muy bien con los consignados por el fabricante (www.covesion.com).

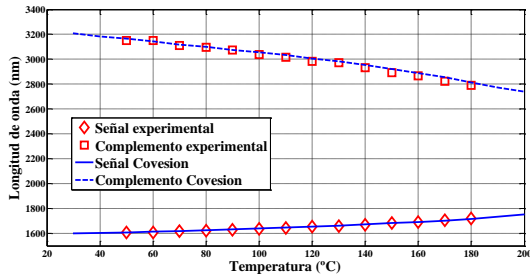


Figura 3.5: mediciones de sintonía para la red de $31,02 \mu\text{m}$ del PPLN comparadas con las curvas basadas en los coeficientes de Sellmeier donde se considera la temperatura.

3.4 Eficiencia de conversión

Se estudió la eficiencia de conversión del SOPO en función de la energía de bombeo incidente, midiendo la merma del bombeo con fotodiodos. Cuando un fotón del bombeo atraviesa el cristal es convertido en un fotón de señal y otro fotón de complemento. Sin embargo, la eficiencia de conversión es determinada por la ganancia de un pasaje que depende de Δk , de la potencia del bombeo y factores tales como pérdidas en la cavidad, retroconversión, etc.

El SOPO emite todas las longitudes de onda colinealmente en la dirección del haz de bombeo por lo que se filtra adecuadamente para poder aislar cada una y caracterizar la señal. Los distintos elementos ópticos utilizados presentan pérdidas que son aprovechadas para medir la onda de interés. A continuación del espejo $E2$ se midió el pulso de bombeo remanente a 1064 nm (*pump depletion*) por medio de un fotodiodo de Si ($\tau_r \approx 1 \text{ ns}$) filtrado previamente los fotones para eliminar 532 nm y el rojo correspondiente a la suma de frecuencias. Bloqueando el espejo curvo $E1$ se deshabilita la cavidad permitiendo medir el pulso de bombeo. Como los espejos de la cavidad ($E1$ y $E2$) tienen $R > 98 \%$ de reflectividad, para extraer la señal de la cavidad con una potencia apreciable se intercaló una lámina de cuarzo ($AI \ 30^\circ$) cuyos haces reflejados fueron estudiados con un fotodiodo de InGaAs (respuesta $\tau_r = 0,2 \text{ ns}$, 900 nm a 1700 nm), convenientemente filtrado ($F1$) para bloquear λ_b . De esta manera, dada su sensibilidad se tiene una referencia adicional que permita monitorear la conversión y visualizar fácilmente el momento en que ocurre el umbral.

Se midieron los pulsos del bombeo y de la señal con la cavidad habilitada y deshabilitada siendo digitalizados por un osciloscopio (RIGOL DS2000, 200 MHz) promediando convenientemente los pulsos, debido a múltiples modos presentes en el bombeo. Se observa (fig. 3.6) que cuando la cavidad está deshabilitada, tapando el espejo curvo $E1$ (curva de bombeo sin mermar), el pulso promediado (no se ven batidos de

los modos del láser) corresponde al láser de bombeo incidente al cristal, despreciando la conversión de un pasaje.

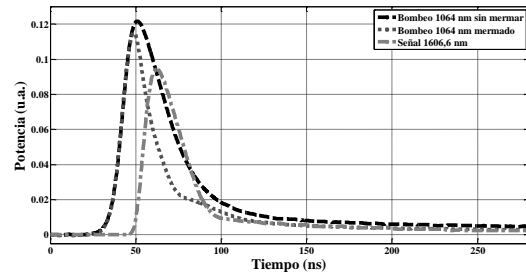


Figura 3.6: Pulsos del bombeo deshabilitando o habilitando la cavidad. El pulso de la señal es la diferencia de los pulsos de bombeo.

Cuando se habilita la cavidad se observa una merma del bombeo con una estructura que presenta una meseta (curva de bombeo mermada). En el instante en que el bombeo comienza a mermar comienza la acumulación de energía de la señal en la cavidad hasta llegar al umbral de emisión de la señal. Dicho proceso se observa cerca del pico de potencia del bombeo. La eficiencia de conversión se define en función de la energía:

$$\eta = \left[\frac{E^b - E^m}{E^b} \right] \cdot 100 \% \quad (3.3)$$

donde E^b es la energía del bombeo, E^m la energía de bombeo mermada y $E^b - E^m$ representa la energía de conversión.

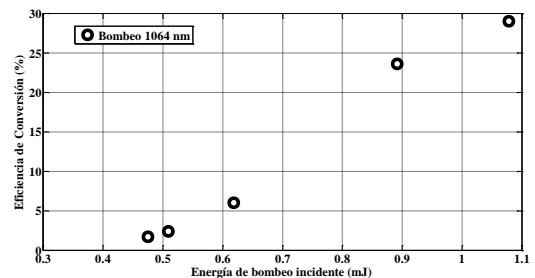


Figura 3.7: eficiencia de conversión vs energía incidente de bombeo por pulso.

El gráfico de la fig. 3.7 muestra la eficiencia de conversión, obtenida midiendo la merma del bombeo con el fotodiodo de silicio, integrando la potencia instantánea, vs la energía de bombeo incidente comenzando por el valor mínimo para el cual el bombeo muestra potencia de salida estable. Aproximando el gráfico por una relación lineal, se puede deducir para eficiencia de conversión nula una energía umbral de $\sim 0,4 \text{ mJ}$.

El sistema desarrollado con la cavidad sencilla demostrada en este trabajo indica que, para el valor máximo de energía por pulso entregada por el láser de bombeo, tal que no se sobrepase el umbral de daño, la merma del bombeo es de un 29 %. Es decir, que si se considera que alrededor de 30 % del bombeo merma, entonces se convirtieron 30 fotones de cada 100 de bombeo en fotones de la señal y el complemento, según la ecuación (2.14).

Se puede calcular la energía acumulada E_s^{cav} en la cavidad, suponiendo que hay un balance de creación de fotones de la señal con las pérdidas E_s^{per} (lámina de cuarzo, etc.) Con muchos pulsos láser de bombeo, en promedio con la ec. (2.14) e integrando en z , radialmente (haces gaussianos) y el tiempo, queda:

$$E_s^{cav} + E_s^{per} = (w_{os}^{NL}/w_{ob})^2 (\lambda_b n_b / \lambda_s n_s) \Delta E_b^m$$

Usando los valores medidos ($\Delta E_b^m, w_{ob}$) y calculados (w_{os}^{NL}), se obtiene $E_s^{cav} + E_s^{per} \approx 0.1 \text{ mJ}$, que a 1 kHz da 100 mW.

3.5 Cálculo de ancho de banda

Para el cálculo aproximado del ancho de banda del cristal son necesarios los valores de I_b y Γ . En el caso pulsado la intensidad del bombeo promedio se calcula cómo: $I_b = E_b / \tau \cdot A_b$ donde $A_b \cong \pi \cdot (w_b / \sqrt{2})^2$, $E_b = \int_0^\infty P_b(t, l) dt$ y τ es la duración a la altura $1/e$ del pulso de bombeo. Si se mide la potencia media \mathcal{P} con una repetición f de pulsos, la energía por pulso es $E_b = \mathcal{P} / f$. Con $\mathcal{P} = 1,5 \text{ W}$ a 1 kHz, $\tau = 30 \text{ ns}$ y $w_b = 0,34 \text{ mm}$, se obtiene $I_b = 29 \text{ MW/cm}^2$ y, teniendo en cuenta las pérdidas en el dicroico y el cristal, con $I_b \cong 28 \text{ MW/cm}^2$, la ecuación (2.5) da $\Gamma = 1,94 \text{ cm}^{-1}$ y la ganancia $G \approx 10^6$ con un cristal de 4 cm, suponiendo que $\Delta K \approx 0$.

Para calcular el ancho de banda no vale la aproximación $|g|l \ll \pi$, ya que de (2.6) se puede obtener $|g|l = 7,77 > \pi$. Con la ecuación (2.12), se calcula $\Delta\lambda_s$ y se muestra en la tabla 3.1. El ancho de línea con la cavidad del SOPO, se reduce cerca de 4 veces (\sqrt{p}), teniendo en cuenta a que tiempo aparece el pulso de la señal. Pero el láser de bombeo es multimodo axial, tiene un $\Delta\lambda_b < 0,1 \text{ nm} \ll \Delta\lambda_s$, significa que todos los modos del bombeo quedan contenidos en el ancho de banda del cristal.

Tabla 3.1 Ancho de banda por un pasaje en el cristal.

$\lambda_s (\mu\text{m})$	1,50	1,60	1,70	1,88	1,99
T (°C)	150	150	170	150	170
$\Delta\lambda_s$ (nm)	3,77	6,50	11,74	29,47	65,50
Red (μm)	29,98	30,49	31,02	31,59	31,59

4. Conclusión

En este trabajo se logró la operación de un SOPO usando como medio un cristal PPLN con una cavidad que amplifica la emisión de la señal de 1606,6 nm. La eficiencia de conversión fue del 29 % y la energía de umbral de $\sim 0,4 \text{ mJ}$, por debajo de la cual no hay conversión. Queda abierto modificar el radio del espejo curvo de la cavidad para variar el solapamiento de los haces de bombeo y el modo resonante y observar el cambio de la eficiencia. La experiencia adquirida será volcada al diseño de cavidades con redes de difracción para obtener emisiones con anchos de línea angostos.

5. Agradecimiento

Los autores agradecen al Ministerio de Defensa por el subsidio PIDDEF 08/11.

6. Referencias

- [1] P. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Phys. Rev. Lett. **7**(4), 118-119 (1961).
- [2] J.A. Armstrong; N. Bloembergen; J. Ducuing; P.S. Pershan. Phys. Rev. Lett. **127**(6), 1918-1939 (1962).
- [3] Giordmaine, J. A., and Miller, R. C. Phys. Rev. Lett. **14**, 973(1965).
- [4] S. E. Harris. Proceedings IEEE, **57**(12), 2096-2113 (1969).
- [5] K. Vodopyanov: *Pulsed Mid-IR Optical Parametric Oscillators*; Topics in Applied Physics **89**(2003), pag. 144-183.
- [6] Hans. A. Bachor and Timothy C. Ralph. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*, 2 edit. (2004), Wiley.
- [7] Y. Yang; D. Psaltis. J. Opt. Soc. Am. **B**, **20** (7) 3319-3322 (2003).
- [8] R.W. Boyd: *Nonlinear Optics*; Academic Press (third edition), 2008.
- [9] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*, 3 edition (2000), Oxford Science Publications.
- [10] A. Yariv; P. Yeh: *Photonics, optical electronics in modern communications* (Oxford university press, sixth edition (2007).
- [11] Edited by H. Rabin and C. L. Tang. *Quantum Electronics* Vol. 1, *Nonlinear Optics*, part B. Academic Press (1975). Capítulo 9, R. Byer.
- [12] F. J. Duarte. *Tunable Laser Optics*. Elsevier, Academic Press, 2003.
- [13] S. Brosnan and R. Byer. IEEE J. Quant. Electr. QE-15 (6), 415- 431 (1979).
- [14] P. Powers. *Fundamental of nonlinear optics*. CRC Press, 2011.
- [15] F. Della Picca. Tesis Lic. Ccias. Físicas, *Experimentos en óptica no lineal a segundo orden en la polarización con un cristal PPLN*, (2013). FCNyE, UBA.
- [16] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Arie. Appt. Phys. **B** **91**, 343-348 (2008).