

Caracterización de la generación de segunda armónica y conversión espontánea paramétrica descendente óptica a partir de cristales periódicamente polarizados de LiNbO₃ (PPLN)

Characterization of second harmonic generation and optical spontaneous parametric down-conversion using periodically poled LiNbO₃ (PPLN) crystals

Fabrizio Della Picca¹, Verónica Slezak¹ y Alejandro Peuriot¹

¹Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones CEILAP-UNIDEF (CITEDEF-CONICET), Juan Bautista de La Salle 4397, B1603ALO Villa Martelli, Argentina. apeuriot@citedef.gov.ar

Recibido: 20/11/2013 ; aceptado: 09/12/2015

Los fenómenos no lineales de conversión de frecuencias ópticas se pueden clasificar en dos grupos: *ascendentes*, como el doblado y la suma de frecuencias, y *descendentes*, como la conversión espontánea paramétrica o la diferencia de frecuencias. El sistema desarrollado en el laboratorio está compuesto por un cristal de niobato de litio, dopado con óxido de magnesio y periódicamente polarizado, de marca Covesion, confinado en un horno que controla en forma precisa su temperatura y un láser pulsado de 1064 nm, con potencia máxima 7 W a 10 kHz (Coherent mod. Matrix 7-10). Para medir el tamaño de los haces se construyó una perfiladora de haz, mediante un obturador mecánico (*chopper*), adicionando un soporte giratorio en el eje del haz láser y un programa de adquisición, que permiten medir en forma rápida, práctica y económica. El primer paso fue caracterizar la fuente láser, midiendo su potencia de salida, la polarización, forma espacial y temporal, llegándose a notar la presencia de varios modos longitudinales en forma de batido y un haz astigmático. El proceso de conversión de frecuencias se da por ajuste de fases y se eligió el cuasi-ajuste de fases con un cristal PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) de 1 cm de largo. Al variar la temperatura del cristal se midió la curva típica de ajuste de fases. Se caracterizó el proceso de doblado, midiendo su eficiencia media para distintas potencias y repeticiones alrededor de 1 W y 2 kHz, los perfiles temporales del haz infrarrojo de entrada, el verde y el infrarrojo de salida del cristal. Por último se midió la relación de tamaño de los haces para distintas potencias de entrada. Todos los datos fueron comparados con la teoría mediante simulaciones numéricas y resultados analíticos. Con otro cristal, de diferente periodicidad y 4 cm de largo, se consiguió la conversión espontánea paramétrica, creando dos ondas en el infrarrojo medio, por un único pasaje del haz de bombeo láser en el cristal. Además se observó emisión de luz en el espectro visible, que estaba compuesta de varias líneas en el rojo, el verde debido a la segunda armónica del láser de bombeo y UV dado por el triplicado del bombeo. La generación del rojo se debe a la suma de frecuencias del bombeo y las dos ondas IR (alrededor de 1,6 y 3,2 micrones) y el UV la suma con el verde. Se caracterizó la misma variando la temperatura del cristal.

Palabra clave: PPLN, SHG, conversión paramétrica descendente, medición del haz láser

Non-linear optical conversion phenomena can be classified into two different groups: up-conversion, like second harmonic and sum-frequency generation, and down-conversion like spontaneous parametric or difference-frequency conversion. The system developed in our lab consists of a magnesium oxide-doped periodically poled lithium niobate crystal manufactured by Covesion, enclosed in an oven with precise temperature control and a pulsed laser at 1064 nm, maximum power 7 W at 10 kHz (Coherent mod. Matrix 7-10). In order to determine the beam diameter a beam profiler was built based on a chopper, where a rotating support around the laser beam axis and an acquisition program allow measuring in a quick, practical and economical way. The first task was the characterization of the laser source, its output power, polarization, spatial and time intensity distribution, where astigmatism and beating of several longitudinal modes appeared. The process of frequency conversion is generated by phase matching and, in our case, quasi phase-matching in a 1cm long PPLN crystal was chosen. The second harmonic generation process was characterized measuring the average efficiency for different power values and repetition rates (around 1 W and 2 kHz respectively), as well as the time shape of the infrared input beam and of the green and infrared output beams from the crystal. At last, the input to output beam size ratio for different input power values was measured. All the results were compared with theory based on numerical simulations and analytical calculations. Parametric spontaneous conversion was obtained with another crystal 4 cm long with different periodicity and consisted in two waves in the mid-infrared originating from a single passage through the crystal. Moreover, visible light emission was observed, which presents diverse red lines, a green line due to second harmonic generation of the pump laser and UV corresponding to the pump frequency triplicate. The occurrence of red lines is due to the sum of the pump frequency and two IR lines (around 1.6 y 3.2 μm) and the UV line is due to the sum with the green wave. This phenomenon was characterized by varying the crystal temperature.

Keywords: PPLN, SHG, parametric up-conversion, laser beam measurement

I. Introducción

Un año después de que funcionara el primer láser de rubidio, se logró realizar la conversión de frecuencias en un cristal por un proceso no lineal. Se denominó “generación de la segunda armónica” y en inglés se abrevia SHG. Se usó un cristal de cuarzo bombeado en 694 nm de un láser de rubidio y se obtuvo un haz a 347 nm, con una eficiencia muy pobre^[1]. En la época no había una teoría detallada, un año después se publicó un trabajo teórico notable^[2], que partiendo del electromagnetismo detallaba cómo se origina el efecto SHG. El trabajo demostraba que eran importantes las velocidades de fase de las ondas en el material. Para lograr la máxima eficiencia de doblado en frecuencias se requiere que las velocidades de fase sean iguales, es decir que los índices de refracción resulten idénticos a las dos frecuencias ópticas, o bien que la diferencia de fases posea un valor determinado. Sin embargo, se presenta un escollo porque los índices varían con la frecuencia óptica. Con cristales birrefringentes se puede ajustar la diferencia de fases de las ondas en dos caminos de propagación en el cristal, dependiendo de la polarización. Este método fue el favorito y utilizado ampliamente hasta que surgieron los cristales no lineales ferroeléctricos, como el niobato de litio o el KTP, en donde se pueden orientar los dominios de polarización alternadamente, haciendo una red periódica con un paso elegido; este método se llama “cuasi ajuste de fase”^[3, 4]. Este ajuste de fases no es perfecto; las ondas que se propagan acumulan una diferencia de fase en un dominio. Las ondas que pasan al dominio siguiente, invertido en polarización, se encuentran con un cambio de fase de -180 grados. En este trabajo empleamos por simplicidad el método de “cuasi ajuste de fase” con un cristal de niobato de litio dopado con óxido de magnesio al 5%, NbLiO₃:MgO. Este cristal sintético se comercializa con varias redes grabadas y se denomina con las siglas PPLN (Periodically Poled Li Nb). Una de las ventajas de este método es que las ondas se propagan en una única dirección, comparado con la birrefringencia que sigue dos caminos divergentes en un ángulo pequeño; este último efecto se llama “walk-off” y condiciona el largo del cristal. Otra ventaja es que en el “cuasi ajuste de fases” se puede elegir la dirección en el cristal a fin de aprovechar el mayor coeficiente no lineal. En este trabajo se explora la conversión de frecuencias con dos cristales PPLN. Para obtener SHG, se empleó un cristal de 10 mm de largo mientras que para la generación (o conversión) paramétrica en el infrarrojo, partiendo del ruido cuántico del vacío (o se habla de “fluorescencia paramétrica”) ^[4], se trabajó con un cristal de 40 mm.

II. Elementos teóricos

Si se parte de la ecuación de Maxwell con ondas planas que se propagan en un dieléctrico no lineal y, desarrollando la polarización \mathbf{P} del medio en potencias del campo eléctrico \mathbf{E} hasta el segundo orden, se puede aproximar:

$$\mathbf{P} \cong \epsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \dots] \quad (1)$$

siendo ϵ_0 la permitividad de espacio libre, $\chi^{(1)}$ la susceptibilidad ordinaria que se relaciona con el índice de

refracción del material: $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$ y $\chi^{(2)}$ la susceptibilidad de segundo orden, que se manifiesta en fenómenos de generación y conversión de nuevas frecuencias ópticas, como la SHG, la suma y resta de frecuencias y la rectificación óptica ^[5,6]. En general $\chi^{(2)}$ es un tensor de rango tres.

Supongamos un cristal no lineal y un campo E formado por dos ondas planas que se propagan en el eje z ,

$$E(z,t) = E_\omega \exp[i(k_\omega \cdot z - \omega \cdot t)] + E_{2\omega} \exp[i(k_{2\omega} \cdot z - 2\omega \cdot t)] + \text{c.c.} \quad (2)$$

y E_q ($q = \omega, 2\omega$) depende de z y t y k_q es número de onda a la frecuencia q . Al propagarse las ondas en el cristal, E_q varía lentamente respecto de la inversa de la frecuencia óptica en una longitud de onda. En otras palabras, la envolvente de los campos varía lentamente respecto de la portadora óptica y se puede aproximar eliminando la derivada segunda respecto de z y t en la ecuación de Maxwell:

$$k_q \left| \partial_z E_q \right| \gg \left| \partial_{zz} E_q \right| \quad \text{y} \quad \omega_q \left| \partial_t E_q \right| \gg \left| \partial_{tt} E_q \right|$$

y lo mismo para la polarización en la derivada del tiempo. La onda de frecuencia ω “bombea” el cristal a $z=0$ y la onda de frecuencia 2ω , se crea coherentemente en el cristal de largo l .

De la ecuación de Maxwell con estas restricciones, en un medio no lineal de segundo orden en la polarización y teniendo en cuenta que $k = n \cdot \omega / c$, si c es la velocidad de la luz, surgen las dos ecuaciones de propagación estacionarias ($n_q / c \partial_t E_q = 0$) de los campos eléctricos E_q [4-8],

$$\partial_z E_\omega = i \frac{2\omega d_{ef}}{n_\omega c} E_\omega^* E_{2\omega} \exp(-i \Delta k \cdot z) \quad (3)$$

$$\partial_z E_{2\omega} = i \frac{2\omega d_{ef}}{n_{2\omega} c} E_\omega^2 \exp(i \Delta k \cdot z)$$

siendo $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$ y $2 d_{ef} = \chi^{(2)}$

Imponemos la condición de estacionaria porque no nos interesa lo que ocurre al encender el campo de bombeo. El “coeficiente óptico no lineal efectivo” d_{ef} tiene en cuenta las polarizaciones de los campos ^[4] y es función de la frecuencia, pero lejos de la resonancia se puede aproximar a una constante. Suponemos que el cristal no absorbe la radiación, en otras palabras es un proceso paramétrico que conserva la energía de las ondas. Diferentes autores definen la ecuación (1) y la relación $2d_{ef} = \chi^{(2)}$ cambiando las constantes, lo que se refleja en las siguientes soluciones:

1) Con baja conversión: $|E_{2\omega}| \ll |E_\omega|$ se puede aproximar el bombeo a una constante. La ecuación (3) se integra y en términos de intensidad (W/m^2) se obtiene en $z = l$:

$$I_{2\omega}(l) = \frac{n_{2\omega}}{2Z_0} E_{2\omega} \cdot E_{2\omega}^* = \frac{2\omega^2 d_{ef}^2 l^2 Z_0}{n_{2\omega} n_{\omega}^2 c^2} \left(\frac{\text{sen}(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2} \right)^2 I_{\omega}^2(0) \quad (4)$$

siendo $Z_0 = 1/\epsilon_0 c = 376,6 \Omega$, la impedancia del vacío. Es notable que la intensidad de doblado es proporcional al cuadrado de la intensidad de entrada y a los coeficientes $\omega^2 d_{ef}^2 l^2$. Dado que la función $\text{sinc}^2(x) = (\text{sen}(x)/x)^2$, para $\Delta k z \neq 0$ decae abruptamente ($z \rightarrow l_c$), la conversión disminuye significativamente y se consigue la máxima conversión si $\Delta k = 0$. En consecuencia se define una "distancia de coherencia": $l_c = \pi / |\Delta k|$, en donde $\text{sinc}^2(\Delta k l_c / 2)$ es cero.

2) Con alta conversión, si $\Delta k = 0$, se pueden resolver analíticamente las ecuaciones (3) obteniendo:

$$I_{2\omega}(l) = I_{\omega}(0) \cdot \tanh^2(E_{\omega}(0) \cdot \omega \cdot d_{ef} \cdot l / (n_{\omega} c)) = I_{\omega} \cdot \tanh^2\left(\sqrt{\frac{I_{\omega}}{I_{cons}}}\right), \quad (5)$$

donde $I_{\omega} = I_{\omega}(0)$ e I_{cons} es una constante principal del proceso y vale:

$$I_{cons} = \frac{n_{\omega}^3 c^2}{2Z_0 (\omega d_{ef} l)^2} \quad (6)$$

De las ecuaciones (3) se deduce una constante de movimiento $J = 2n_{\omega} |E_{\omega}|^2 + n_{2\omega} |E_{2\omega}|^2$ que expresa la conservación del flujo de potencia a través del cristal y se puede calcular $I_{2\omega}$.^[6-8]

3) Con $\Delta k \neq 0$ no hay solución analítica y se puede llevar a una integral de Jacobi, como el problema del péndulo ideal. La resolución numérica de la (3) por diferencias finitas muestra que oscila dependiendo del valor de Δk .^[2, 5, 6]

La mecánica cuántica relaciona el vector de onda k con el impulso lineal del fotón p ; nótese que $\frac{h}{2\pi} \Delta k = \Delta p \approx 0$

donde h es la constante de Planck, implica la conservación del impulso lineal de los fotones involucrados para máxima conversión.

III. Experimento

III.1 Láser y cristales PPLN

Utilizamos un láser de Neodimio-Vanadato excitado con diodos láser que tiene incorporado un modulador acústico y se puede usar en continuo o pulsado hasta 10 kHz, marca Coherent, Matrix 1064-7-10. El ancho de pulso varía con la frecuencia y la corriente de los diodos (10 a 70 ns) y la emisión es 1064 nm, multimodo, TEM₀₀ y linealmente polarizada (99% vertical).

El cristal de niobato de litio es un material artificial o sintético y es transparente de 350 a 5200 nm; posee birrefringencia con un solo eje cristalino, es uniaxial negativo y no tiene simetría de inversión. Presenta

ferroelectricidad, efecto Pockels, piezoeléctrico y piroeléctrico y además fuerte polarizabilidad no lineal, con un coeficiente no lineal $d_{33} = 27 \text{ pm/V}$ a 1064 nm. Los cristales PPLN se calientan en un horno cuya temperatura se puede variar desde 25 hasta 200 grados con una precisión de 0,1 grados, marca Covision (UK). Este calentamiento es esencial para ajustar la diferencia de fase. Estos cristales tienen grabadas 5 redes de diferente paso: una red abarca una sección de 1 x1 mm de ancho y alto, donde se enfoca el láser de bombeo.

III.2 Perfiladora automática

Se requiere una medida confiable del tamaño trasversal del haz láser y evaluar la calidad (M^2) con el láser continuo y pulsado^[9-12], focalizar gradualmente en el material y estar debajo del daño óptico. Por eso se debe contar con un haz convergente de longitud de Rayleigh mucho mayor que el largo del cristal y que se ajuste a la sección transversal de las redes de polarización. Además son necesarias las medidas del haz doblado en frecuencia para calcular la eficiencia.

La idea es adaptar el método de la cuchilla que se traslada tapando parcamente la sección transversal o "mancha" del haz y automatizar la medida. Con este fin se construyó una perfiladora con las características antes mencionadas, de simple ejecución y bajo costo^[13,14]. Se partió de un motor de continua con una reducción de engranajes y se adosó una hoja de un modulador mecánico (*chopper*) comercial. El motor se puede girar en torno de un eje paralelo al haz del láser que se mide, ver la figura 1. La hoja que gira corta el haz y se mide la potencia transmitida con un fotodetector. Éste tiene adelante un vidrio despolido para destruir la información espacial y atenuar la radiación. A diferentes ángulos del eje del motor respecto a la horizontal, se puede medir el diámetro del haz en diferentes direcciones. Por ejemplo, el eje del motor y el haz láser se encuentran en el plano vertical, entonces se mide el diámetro horizontal y viceversa.

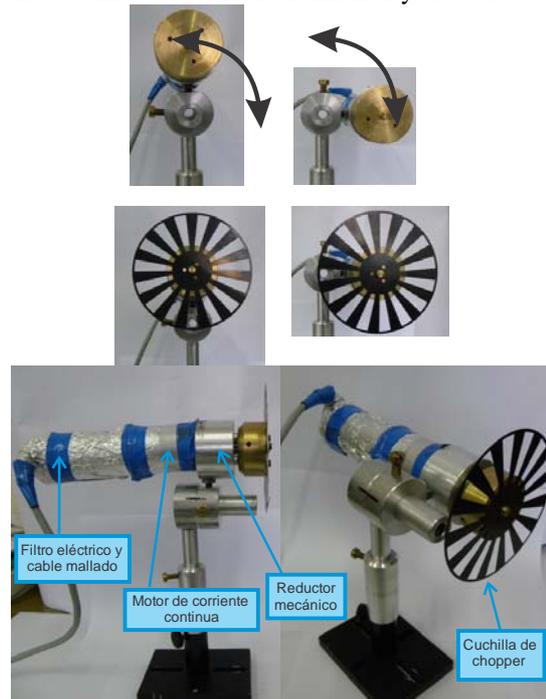


Figura 1: montaje mecánico del perfilómetro.

Las medidas se digitalizan y promedian con un osciloscopio, marca Rigol (ancho de banda 250 MHz) y se trasladan a una computadora para el procesamiento. Se desarrolló un programa basado en Matlab, que presenta varios cálculos, promedios y curvas en el monitor. El cálculo se basa en lo siguiente: la medición es proporcional a la potencia media y significa la integral parcial de la “mancha” del haz. Suponiendo el haz como suma de gaussianas (TEM_{pq}) que genera la cavidad del láser, los datos se ajustan a una función *erf*. A partir de esto, de la pendiente de la *erf* se puede calcular el diámetro o hacer la derivada numérica y reconstruir el perfil en una dirección. Se sabe que esta derivada tiene mucho ruido, pero filtrando convenientemente los datos, se consigue un buen resultado.

Para probar el dispositivo se usó un láser de He-Ne, marca Melles-Griot, que emite con un modo TEM_{00} y M^2 prácticamente uno. Se midió el diámetro, el M^2 y la divergencia, obteniéndose las especificaciones nominales del fabricante. En la figura 2 (arriba) se grafican las mediciones de divergencia. Para evaluar la calidad del haz se usó una lente convergente de foco de 300 mm cerca del láser [11]. También se expandió el haz de este láser y se introdujo en el centro un alambre finito: en la figura 3 se muestran los resultados. En conclusión este dispositivo es apto en precisión y exactitud para este experimento, con diámetros pequeños (< 6 mm) y alta repetición (> 200 Hz) del láser.

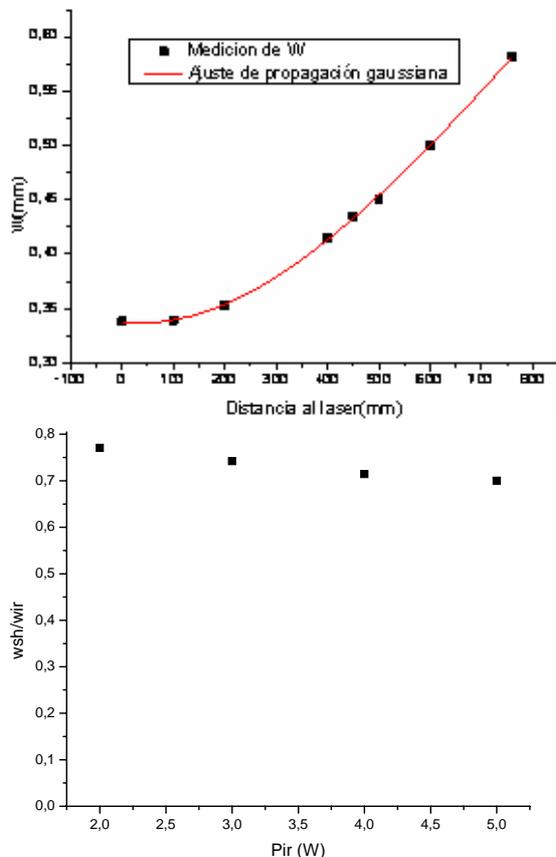


Figura 2. Medidas de la divergencia de un He-Ne (arriba) y la relación de doblado(532 nm) respecto al bombeo cw IR (abajo).

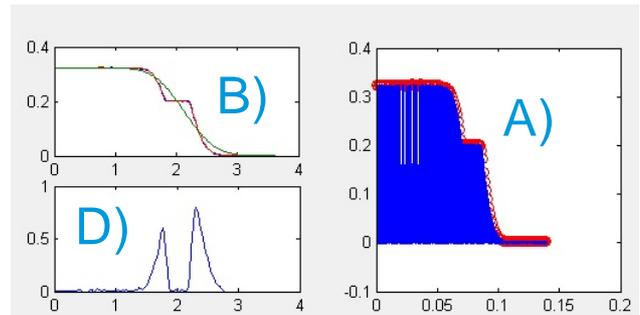


Figura 3. Alambre en el centro del haz, A) medición, azul: son los picos de los pulso, B) ajuste de una erf y D) perfil del haz a partir de B) derivando numéricamente.

IV Conversión de frecuencias

Se generó la segunda armónica del láser de 1064 nm enfocando con una lente de 300 mm en el centro del cristal PPLN, descrito en III.1. Con el objetivo de evaluar el cristal PPLN, se estudió en baja y alta conversión; los detalles experimentales están en la referencia [13].

IV.1 Bombeo continuo

Con el láser funcionado en continuo (cw) se obtuvieron los siguientes gráficos, figura 2 (abajo) y 4:

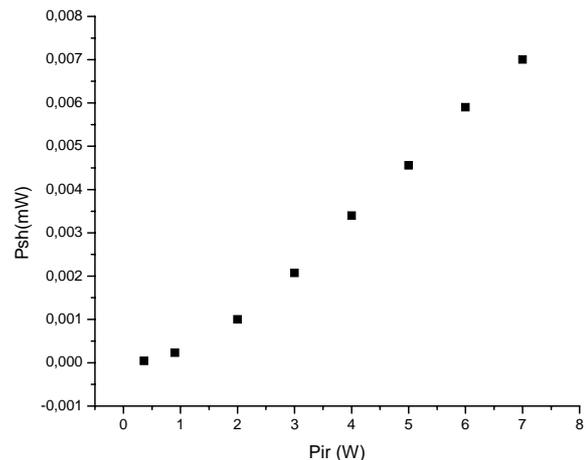


Figura 4. Potencia del SHG vs potencia del bombeo cw.

En la figura 2 (abajo) se obtiene la relación teórica de las cinturas, alrededor de $1/\sqrt{2} = 0,71$, en el caso continuo y en caso pulsado crece $w_{sh}/w_{ir} \cong 0,89$.

La figura 4 se aprecia que la eficiencia es pobre y la potencia del doblado crece con el bombeo. Como $\Delta k \propto n_{\omega} - n_{2\omega} - 1/\Lambda$ y n_q es función de la temperatura T , donde $\Lambda(T) = 2l_c$ es paso de la red de polarización, conociendo la fórmula de Sellmeier que da el índice de refracción óptico en función de la longitud de onda y temperatura, se demuestra a primer orden que es proporcional a T , [15]. Variando la temperatura en el cristal, se logró reproducir la fórmula (4) como se ve en la figura 5, donde se ajusta perfectamente una función $\text{sinc}^2(\beta T)$, siendo β una constante de ajuste.

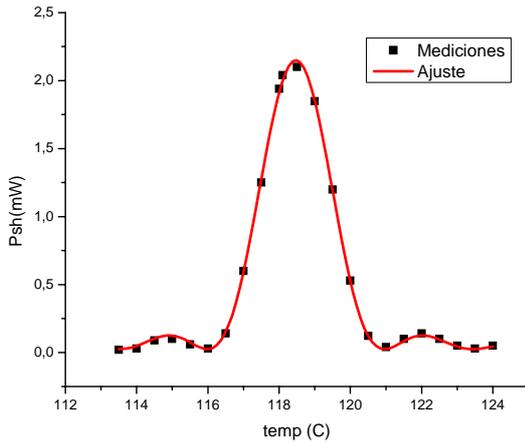


Figura 5. Potencia del SHG vs la temperatura en cw

IV.2 Bombeo pulsado

Con el láser pulsado a 2kHz y 370 mW se puede registrar la potencia instantánea desde cero al máximo del pulso con dos fotodetectores (FD) en las frecuencias ω y 2ω , con un solo pulso. Calibrando dos FDs con igual respuesta en ancho de banda se consiguió una trepada idéntica, no así la bajada. El retardo de los pulsos eléctricos se compensó con el osciloscopio. Con este diseño se obtiene con un pulso la eficiencia del doblador y la relación de los diámetros del haz de SHG respecto del bombeo, colocando el *chopper* en el camino de los haces. En la figura 6 se obtuvo la curva de potencia del doblado en función del bombeo y se ajustó la fórmula teórica (5); previamente se consiguió $\Delta k = 0$ (máxima potencia) variando la temperatura del horno. En la figura 7 se muestra la eficiencia del doblado vs. Intensidad del bombeo y el ajuste teórico en rojo.

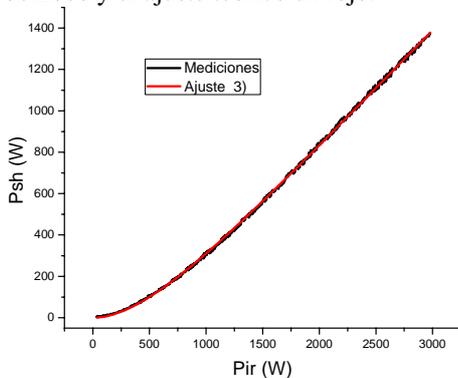


Figura 6. Potencia SHG vs potencia de bombeo, las potencias son las instantáneas.

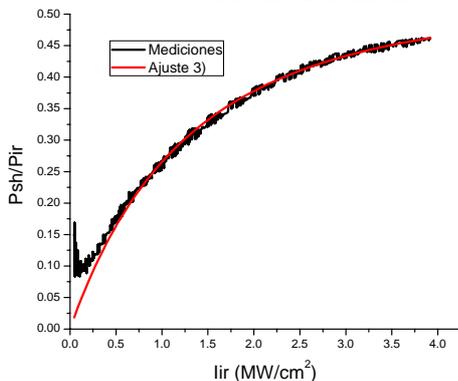


Figura 7. Eficiencia de la SHG vs la intensidad de bombeo pulsando a 2kHz

Las fórmulas 4 y 5 se dedujeron con ondas planas y en modo continuo, no obstante es aplicable a un haz acotado y el bombeo pulsado, con dos condiciones: el haz láser focalizado debe tener una longitud de Rayleigh mayor que el largo del cristal ($\pi w_0^2/\lambda \gg l$, donde w_0 es la cintura del haz enfocado) y el ancho temporal del pulso debe ser mucho mayor que el tiempo de tránsito en el cristal (c/nl).

IV.3 Caída de eficiencia en altas intensidades

Al principio del experimento, se encontró que aumentando la potencia media y superando un Watt ($\sim 8 \text{ MW/cm}^2$), la potencia media del doblador bajaba notoriamente y con el osciloscopio en modo de persistencia infinita se observó que la señal bajaba en unos segundos. Se estudió este efecto con la ayuda del comando de "detección de picos" del osciloscopio, en donde, en el intervalo de medición, se queda con los valores de los picos de los pulsos (pulsos láser de decenas de ns). En la figura 8 se aprecia la evolución de la potencia media del haz de SHG, a 2 kHz y a 2,38 W de bombeo fijo.

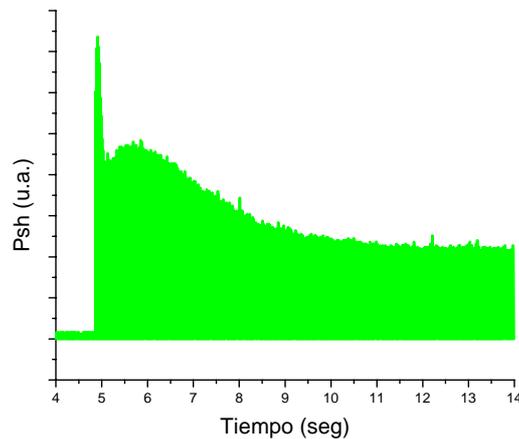


Figura 8. Gráfico de SHG vs tiempo. El verde continuo es la detección de picos del osciloscopio.

Se sabe que este efecto fotorrefractivo aparecía en el niobato de litio no dopado a bajas intensidades ($\sim \text{KW/cm}^2$) pero con el dopaje de Omg se elevó varios órdenes de magnitud ($\sim \text{MW/cm}^2$). Este efecto es causado cuando hay impurezas de Fe en el cristal [16,17].

Es notable cómo la conversión se eleva bajando la potencia media: cuando se intercala un modulador mecánico en el camino del haz, aumenta la eficiencia de conversión manteniendo la potencia pico de los pulsos [16-21] (fig. 9).

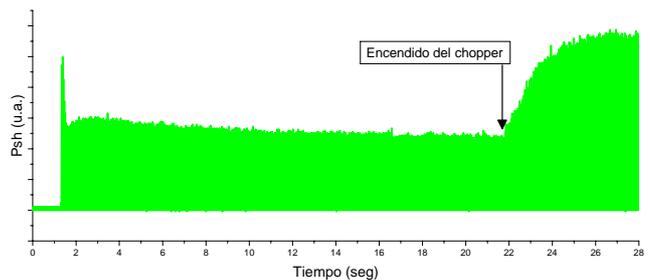


Figura 9. Experimento con el modulador mecánico, en las condiciones de la Fig. 8.

V. Conversión espontánea descendente

Con la experiencia de SHG, pasamos a un problema más complejo: la generación de ondas a partir del ruido cuántico, bombeando con un láser pulsado. Ahora usamos un cristal de 40 mm de largo que presenta 5 períodos.

En la conversión espontánea al infrarrojo, se crean dos ondas partiendo del ruido, que se denominan la señal (I_s) y el complemento (I_c) (*idler* en inglés), y las longitudes de onda se definen por la red y la temperatura. A baja conversión o la aproximación del bombeo constatare, con $\Delta k = 0$, se demuestra que la ganancia G a partir del ruido (I_{rc}), está determinada según la fórmula siguiente [4,5,8]:

$$\frac{I_s}{I_{rc}} = G = \cosh^2(\Gamma L) \quad (7)$$

Con las aproximaciones,

$$\begin{aligned} \cosh^2(\Gamma L) &\approx 1 + (\Gamma L)^2 && \text{si } \Gamma L \ll 1 \\ \cosh^2(\Gamma L) &\approx 1/4 \cdot e^{2\Gamma L} && \text{si } \Gamma L \gg 1 \end{aligned} \quad (8)$$

siendo L la longitud del cristal. Γ se denomina la ganancia incremental:

$$\Gamma^2 = \frac{d_{ef}^2}{n^3} \cdot \frac{8\pi^2 I_b}{\lambda_s \lambda_c} Z_0 \quad (9)$$

y la intensidad del bombeo: $I_b = \frac{\bar{P}}{f \pi w_0^2 \tau_p}$,

donde $d_{ef} \cong 15$ pm/V para el cristal de PPLN, $Z_0 = 337 \Omega$ es la impedancia del vacío, λ_s y λ_c las longitudes de onda de la señal y del complemento y se toma el índice promedio (de n_b , n_s , n_c), $n \approx 2.13$. La intensidad de bombeo que usamos, se calcula partiendo de la potencia media $\bar{P} = 0,7$ W, a la frecuencia $f=500$ Hz, con un pulso de ancho $\tau_p=35$ ns y una cintura del haz focalizado a $w_0 = 0,23$ mm. Si calculamos la intensidad de bombeo con estos datos $I_b = 24$ MW/cm² y para $\lambda_s=1.6$ μ m y $\lambda_c= 3.2$ μ m la ganancia $\Gamma = 180,5$ 1/m y $G = 4.67 \cdot 10^5$. Se encuentra que la ganancia es grande con un cristal PPLN de longitud de 40 mm y el cálculo se toma con un solo modo de I_s .

La intensidad I_c se calcula con la conservación del flujo de fotones o potencia:

$$J = \frac{n_b}{\omega_b} |E_b|^2 + \frac{n_s}{\omega_s} |E_s|^2 + \frac{n_c}{\omega_c} |E_c|^2 \quad \text{y} \quad \partial_z J = 0 \quad \text{que}$$

equivale a $\omega_b - \omega_s + \omega_c = 0$ en el cristal.

Estas ecuaciones parten de las aproximaciones indicadas en II y con un campo eléctrico ahora de tres ondas.

Cabe la aclaración que una de las dos ondas que se generan se denomina tradicionalmente “señal” y la otra “complementaria”: no hay norma específica para asignar el nombre a una u otra frecuencia. Designemos arbitrariamente como señal a la frecuencia más baja. La señal en este caso con las 5 redes varía entre 1,5 hasta 2,7 μ m dependiendo de la temperatura del cristal y la red periódica. Se genera espontáneamente (e inevitablemente)

una onda en el visible en la región del rojo. Ésta es la suma de frecuencias del bombeo y la señal; además se obtiene la segunda armónica a 532 nm y un haz azul-violeta alrededor de 410 nm que, se puede inferir, es la suma de frecuencias del verde con la señal [22]. Estos valores se deducen a partir de la conservación de la energía. Si el bombeo se identifica con b, s y c son la señal y el complemento: $\omega_b = \omega_s + \omega_c$, la onda en rojo se genera como $\omega_r = \omega_b + \omega_s$ y se puede calcular la longitud de onda de la señal midiendo la longitud de onda del rojo,

$$\lambda_s = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_r} - \frac{1}{\lambda_b}} \quad (10)$$

Gracias al rojo se puede calibrar la emisión paramétrica en la señal y consecuentemente el complemento. Además se observan otros rojos que provienen de la suma del bombeo con el complemento, pero de menor intensidad. En la figura 10 se observan diferentes distribuciones de la emisión en función de la alineación. El alineado 1 se observa que la mancha roja es débil y en el alineado 2 hay dos manchas que posiblemente se reflejan en las caras del cristal (haz de bombeo no alineado) y la última se aprecia una mancha roja fuerte deformada a la salida del cristal, lo cual significa que el haz de bombeo estaba bien alineado con la red del cristal.

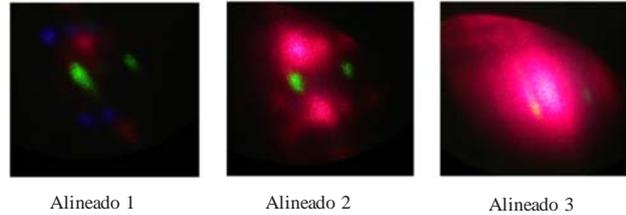


Figura 10. Mancha por un pasaje a distintas alineaciones del haz de bombeo.

Estudiamos la sintonía variando la temperatura del cristal y midiendo la longitud de onda de emisión en el rojo. Para ello utilizamos un espectrómetro integrado Avantes (mod. AvaSpec 3648), que tiene un arreglo lineal de detectores con una resolución < 10 nm y está acoplado a fibra óptica. Para medir con más exactitud la longitud de onda de la señal precisaríamos un espectrómetro de más resolución, alrededor del 10 pm para una medición de la señal al nm. Sin embargo, esto no afecta la comparación de las curvas de sintonía con la temperatura ya que la emisión paramétrica se produce en un ancho de banda grande (> 100 nm). En la figura 11 se muestran los resultados experimentales de longitud de onda de la señal vs la temperatura T , que se representan superpuestos con las curvas de sintonía que da el fabricante del PPLN, cristal del OPO modelo MOPO1-1.0-40, donde se observa una muy buena concordancia, en especial para la alineación 3, donde $\Lambda=2l_c$ es el paso de la red. Estas curvas dependen del índice de refracción del cristal y de la longitud de onda del bombeo.

V. Conclusión

Se desarrolló un dispositivo simple y económico para medir y caracterizar el haz láser. Se experimentó con un cristal PPLN dopado con OMg y se obtuvo la generación de la segunda armónica en 532 nm. Se encontró un límite de $\sim 8 \text{ MW/cm}^2$ donde aparece el efecto fotorrefractivo^[21]. Se comprobó que la potencia media es importante y no está muy claro cómo contribuyen otros efectos^[16-20].

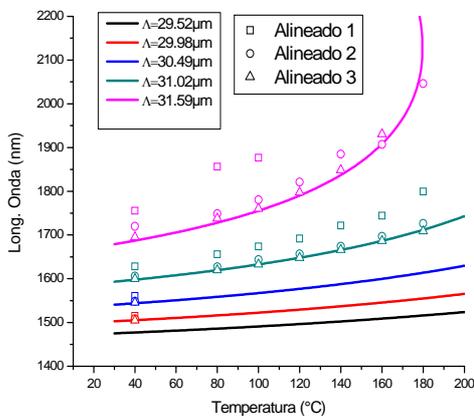


Figura 11. Curvas de sintonía del PPLN, cristal modelo MOPO1-1.0-40 según Covesion* y medidas de longitud de onda de la señal en diferentes espaciados de las redes Λ vs T . (*) www.covesion.com

Se consiguió la conversión paramétrica descendente en el infrarrojo a partir de un pasaje, amplificando el ruido cuántico y se midió la sintonía a partir del visible, cambiando el paso de la red y la temperatura. A partir de esto se abren muchas posibilidades: se puede armar una cavidad óptica con dos espejos (o sintonizar con una red de difracción) y hacer un oscilador paramétrico óptico^[5, 8, 23, 24], para aplicaciones en espectroscopia o en el campo militar sistemas de contramedidas contra misiles en el rango de $3 \mu\text{m}$.

VI. Agradecimientos

Queremos agradecer la contribución a este proyecto al Sr. J. Luque del Taller mecánico del Deilap, al Taller de Prototipos de CITEDEF y al subsidio PIDDEF 08/11 del Ministerio de Defensa.

VII. Referencias

- 1 - P. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of Optical Harmonics. *Phys. Rev. Lett.* **7** (4), 118-119 (1961).
- 2 - J.A.Armstrong; N.Bloembergen; J. Ducuing; P.S.Pershan: Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric; *Phys. Rev.Letters* **127**(6) 1918-1939, (1962).
- 3 - R. Gunther: *Moder Optics*, J. Wiley & Sons, 1990.
- 4 - A.Yariv; P.Yeh: *Photonics, optical electronics in modern communications* (Oxford university press, sixth edition 2007) Cap2,8.
- 5 - R.W.Boyd: *Nonlinear Optics*; Academic Press (third edition), 2008, Cap1-2.

- 6 - P.Mandel: Introduction a l'optique non-lineaire; Universite Libre de Bruxelles, 2004. Cap3.
- 7 - N. Bloembergen: Nonlinear optics, in *Frontiers in Physics*, W.A. Benjamin, Inc., 1965.
- 8- W.Koehner; M.Bass: *Solid-State Lasers: A Graduate Text*; (Springer, 2003), Cap10.
- 9 - A. Siegman. Beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity laser., *IEEE J. QE*, **29** (4), 1212-1217 (1993).
- 10 - A.E.Siegman; E.L.Ginzton: How to Measure Laser Beam Quality, tutorial. *OSA Topics*,1998.
- 11 - C.Roundy: Propagation factor quantifies laser beam performance; *Laser Focus World*, Dic. 1999.
- 12 - Gaussian Beams and the Knife-Edge Measurement; Resources of Department of Physics, Durham University, http://massey.dur.ac.uk/resources/grad_skills/KnifeEdge.pdf, 2013.
- 13 - F. Della Picca. Tesis Lic. Ccias. Picasas, Experimentos en óptica no lineal a segundo orden en la polarización con un cristal PPLN, 2013. FCNyE, UBA.
- 14- Fabricio Della Pica, Verónica Slezak, Guillermo Santiago y Alejandro Peuriot. "Dispositivo de bajo costo para medir los parámetros de un haz láser", RIAO/OPTILAS, July 2013, FCUP, Porto, Portugal
- 15 – O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Arie, Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃. *Appt. Phys.* **B 91**, 343-348 (2008).
- 16 - J.R.Schwesyg; M.F.C.R.Phillips; D.H.Jundt; K.Buse; M.M.Fejer: Pyroelectrically induced photorefractive damage in magnesium-doped lithium niobate crystals; *J. Opt. Soc. Am.* **B 28** (8) 1973-1987,2011.
- 17 - Y.Yang; D.Psaltis: Photorefractive properties of lithium niobate crystals doped with manganese; *J. Opt. Soc. Am.* **B**, **20** (7) 3319-3322, 2003.
- 18 - I.Breunig; M.Falk; Ba.Knabe; R.Sowade; K.Buse; P.Rabiei;D.H.Jundt: Second harmonic generation of 2.6 W green light with thermoelectrically oxidized undoped congruent lithium niobate crystals below 100 °C; *Appl. Phys. Lett.* **91**, 221110, 2007.
- 19 - S.Zheng; Y.Kong; H.Liu; S.Chen;L.Zhang; S.Liu; J.Xu: Pyroelectric effect in green light-assisted domain reversal of Mg-doped LiNbO₃ crystals; *Optics Express* **20** (27) 29131-29136 ,2012.
- 20 - F.Kienle; D.Lin; S.Alam; H.S.S.Hung; C.B.E. Gawith;H.E.Major; D.J.Richardson; D.P.Shepherd: Green-pumped, picosecond MgO:PPLN optical parametric oscillator; *JOSA B* **29** (1) 144-152,2012.
- 21 - L. Ming; Fabrication and Applications of Zinc Indiffused Channel Waveguides in Periodically Poled Lithium Niobate; Doctoral Thesis, Southampton, may2005.
- 22 - N.A.Barboza Tello: Osciladores ópticos paramétricos continuos y cuasi-continuos basados en tantalato de litio periódicamente polarizado. Tesis Doctorado CICESE, dic. 2010.

23 - K. Vodopyanov: *Pulsed Mid-IR Optical Parametric Oscillators*; Topics in Applied Physics **89** 144-183, 2003.

24 - N. Forget. Tesis Doctoral De L'École Polytechnique, 2008. "Des amplificateurs lasers aux amplificateurs paramétriques: Études de la amplification paramétrique à dérive des fréquence et du blocage de modes dans le oscilateurs paramétrique optiques".