

GRADO EN FÍSICA

TRABAJO DE FIN DE GRADO

Curso 2021-2022

Departamento de Física Aplicada

Universidad de Zaragoza

Generación de segundo armónico en 532 nm mediante cristal de KTP

Andrea Saso Ibáñez

Director: Sebastián Jarabo Lallana



Índice

1. Introducción	1
2. Objetivos	2
3. Descripción teórica de la generación de segundo armónico	2
3.1. Phase-Matching	4
4. Montaje experimental	6
5. Resultados experimentales	10
5.1. Potencia generada en 532 nm en función de la orientación del cristal no lineal	10
5.2. Análisis de la polarización del haz generado en 532 nm.....	11
5.3. Potencia generada en 532 nm frente a la potencia incidente en 1064 nm	15
6. Aplicación: modos longitudinales del láser de 1064 nm	19
7. Conclusiones	22
8. Referencias bibliográficas	24

1. Introducción

La generación de segundo armónico (second harmonic generation, SHG) o doblado de frecuencia es un caso particular del efecto no lineal denominado suma de frecuencias (frequency mixing). En el efecto de suma de frecuencias, cuando dos haces de luz de frecuencias ω_1 y ω_2 , respectivamente, atraviesan un medio no lineal se genera un haz de luz cuya frecuencia ω_3 es la suma de ambas frecuencias, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. En particular, si ambas frecuencias son idénticas, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, entonces la frecuencia generada es el doble de la frecuencia incidente, $\omega_3 = 2 \omega_0$.

Desde las primeras demostraciones experimentales de SHG [1-3] a principios de los años 60, tanto este efecto como el efecto más general de suma de frecuencias se han convertido en vitales para la generación de nuevas frecuencias ópticas y para el desarrollo de láseres en nuevas frecuencias ópticas mediante la inclusión de cristales no lineales dentro de la cavidad. A modo de ejemplo, mediante estos métodos se han desarrollado láseres emitiendo en 47 longitudes de onda diferentes [4], repartidas desde 262 nm hasta 1550 nm a partir de un láser cuyo medio activo es el Nd:YVO₄ o el Nd:YAG. Resulta especialmente interesante su aplicación en el desarrollo de láseres que emiten en 532 nm (doblado de frecuencia a partir de 1064 nm), los cuales son ampliamente utilizados en multitud de aplicaciones y de campos de estudio, ya que operan tanto en continua como en pulsado, en emisión monomodo longitudinal con alta coherencia, en emisión de alta potencia, etc.

Otra aplicación importante del doblado de frecuencia se encuentra en la medida del tiempo de duración de pulsos ópticos ultracortos, por debajo de 1 ps. Cuando los pulsos ópticos son temporalmente tan cortos, su duración no puede medirse mediante métodos electrónicos. Es necesario medirla con métodos ópticos, como el de autocorrelación de segundo orden. El pulso a medir se introduce en un interferómetro y el haz que emerge del interferómetro es doblado en frecuencia mediante un cristal no lineal [5].

En la actualidad se han estudiado un gran número de cristales no lineales con los que se puede conseguir suma de frecuencias y generación de segundo armónico. Como se utilizan en tantas aplicaciones sus parámetros se encuentran muy bien caracterizados [6]. Algunos de los cristales más empleados son el β -BaB₂O₄ (β -borato de bario, BBO), el KTiOPO₄ (titanyl fosfato de potasio, KTP), LiNbO₃ (niobato de litio, LN) y el LiB₃O₅ (triborato de litio, LBO). En este trabajo nos centraremos en el KTP ya que es el cristal empleado usualmente para doblado de frecuencia con láser de neodimio (1064 nm).

Como los cristales no lineales suelen ser materiales anisótropos (por ejemplo, BBO y LN son uniaxiales; KTP y LBO son biaxiales) su comportamiento es complejo [7] y la generación de segundo armónico depende de la orientación del eje óptico del cristal con respecto a la dirección de propagación, de la polarización del haz incidente, de la longitud del cristal no lineal, de la longitud de onda del haz incidente, del tipo de propagación del haz incidente y de la intensidad óptica del haz incidente.

Este trabajo se centra en preparar una instalación experimental que permita comprobar experimentalmente la generación de segundo armónico en cristales no lineales KTP empleando dos muestras comerciales de 5 mm y de 10 mm de longitud y como potencia incidente la emisión de un láser de Nd:YVO₄ en 1064 nm.

2. Objetivos

Los principales objetivos de este Trabajo Fin de Grado son los siguientes:

- Preparar una instalación que permita comprobar experimentalmente la generación de segundo armónico en cristales no lineales empleando un láser que emite en 1064 nm. Esta instalación servirá posteriormente como montaje de prácticas de laboratorio sobre óptica no lineal.
- Estudiar experimentalmente la emisión de segundo armónico generada concretamente en cristales KTP y analizar su dependencia con la potencia y estado de polarización del haz incidente, así como con la orientación del cristal no lineal. Para ello se emplearán dos muestras comerciales de 5 mm y de 10 mm de longitud.
- Demostrar cómo puede aprovecharse el doblado de frecuencia en una aplicación concreta: determinación del número de modos longitudinales y de la anchura del perfil de oscilación de un láser en 1064 nm empleando un interferómetro Fabry-Pérot para visible.

3. Descripción teórica de la generación de segundo armónico

Se denomina óptica no lineal a la propagación de la radiación electromagnética en un medio en el cual la polarización no es linealmente proporcional al campo eléctrico. En el caso concreto de la generación de segundo armónico, la respuesta de la polarización es proporcional al cuadrado del campo. De esta forma, se va a estudiar la dependencia de la intensidad óptica generada en el segundo armónico, $I^{(2\omega)}$, en función de la intensidad óptica incidente, $I^{(\omega)}$, la cual viene dada por la expresión [7-8]

$$I^{(2\omega)} = I^{(\omega)} \tanh^2 \left[\zeta L \sqrt{I^{(\omega)}} \right], \quad (1)$$

donde L es la longitud del cristal no lineal y el parámetro ζ depende del tipo de cristal, de la dirección del eje óptico y de las características ópticas del haz incidente. Usualmente, como el parámetro ζ es muy pequeño, la Eq. (1) puede aproximarse desarrollando en primer orden la tangente hiperbólica siempre que la intensidad del haz incidente no sea muy elevada. Entonces resulta que

$$I^{(2\omega)} \cong \zeta^2 L^2 [I^{(\omega)}]^2, \quad (2)$$

por lo que la intensidad generada en el segundo armónico es proporcional al cuadrado de la intensidad incidente. Ha de tenerse en cuenta que esta aproximación no puede emplearse para valores demasiado elevados de la intensidad incidente debido a que se llegaría al absurdo de que la intensidad generada en el segundo armónico superase a la intensidad incidente. Si la intensidad incidente tiende a infinito, la tangente hiperbólica tiende a la unidad, por lo que la intensidad generada nunca supera a la incidente, como es de esperar.

Si se tiene en cuenta que el haz incidente tiene una potencia $P^{(\omega)}$ y su propagación es gaussiana, pero se considera que la anchura w del haz incidente apenas varía con la dirección de propagación (divergencia suave), se puede expresar la intensidad incidente de la forma

$$I(\omega) \cong \frac{2}{\pi w^2} P(\omega) \rightarrow I^{(2\omega)} \cong \zeta^2 L^2 \frac{4}{\pi^2 w^4} [P(\omega)]^2. \quad (3)$$

El haz generado también será gaussiano, pero con anchura $w/\sqrt{2}$

$$I^{(2\omega)} \cong \frac{4}{\pi w^2} P^{(2\omega)} \rightarrow \frac{4}{\pi w^2} P^{(2\omega)} \cong \zeta^2 L^2 \frac{4}{\pi^2 w^4} [P(\omega)]^2 \rightarrow P^{(2\omega)} \cong \frac{\zeta^2 L^2}{\pi w^2} [P(\omega)]^2. \quad (4)$$

donde $P^{(2\omega)}$ es la potencia del haz generado. Así pues, para un cristal y unas condiciones de trabajo determinadas, la Eq. (2) suele expresarse de la forma

$$P^{(2\omega)} = K [P(\omega)]^2, \text{ siendo } K \cong \frac{\zeta^2 L^2}{\pi w^2} \quad (5)$$

para relacionar la potencia del haz generado con la potencia del haz incidente. La Eq. (5) indica claramente que la focalización del haz gaussiano aumenta enormemente la eficiencia del proceso de generación de segundo armónico, aunque se ha de tener presente que el haz gaussiano focalizado aumentará su tamaño a lo largo del cristal debido a su divergencia.

A partir de las ecuaciones de Maxwell es posible llegar a la expresión de la eficiencia [7] de conversión de ω a 2ω dada por la Eq. (6), donde la constante de proporcionalidad entre la potencia generada por doblado de frecuencia y la potencia incidente es equivalente al parámetro K mostrado en la Ec. (5). Para la determinación de la Eq. (6), se consideran tres ondas propagándose en una misma dirección z , de frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 , donde las dos primeras ondas se unen para generar una tercera cuya frecuencia es igual a la suma de ambas $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. En el caso concreto de SHG, las frecuencias de las dos ondas incidentes son equivalentes, de forma que se puede escribir $\omega_3 = 2\omega$.

$$P^{(2\omega)} = 2 \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 l^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta k l}{2} \right) (P(\omega))^2}{n^3 \left(\frac{\Delta k l}{2} \right)^2 A} \quad (6)$$

donde ω es la frecuencia incidente, l la longitud del cristal no lineal, n el índice de refracción, A el área, ε_0 la permitividad eléctrica del vacío y μ la permeabilidad magnética. También se observa una dependencia con el parámetro Δk , que se define a partir de la expresión

$$\Delta k \equiv k_3 - (k_1 + k_2) = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}, \quad (7)$$

donde k_i ($i = 1, 2, 3$) representa el número de ondas de las ondas de frecuencia ω_i , dado que la dirección de propagación de las ondas k_1 , k_2 y k_3 es la misma, es posible trabajar con escalares. En el caso concreto de SGH, $k^{(\omega)}$ se asocia con el número de ondas de las dos ondas incidentes y $k^{(2\omega)}$ con el de la onda generada por doblado de frecuencia.

3.1. Phase-Matching

La condición de phase-matching se produce cuando la eficiencia en la generación de segundo armónico, dada por la Eq. 6, es máxima. Esto ocurre para $\Delta k = 0$, valor para el cual la función seno/arco toma su valor máximo. Esta condición se puede expresar a partir de la relación

$$k^{(2\omega)} = 2k^{(\omega)}. \quad (8)$$

Cuando $\Delta k \neq 0$, las ondas de frecuencia ω y la de segundo armónico 2ω dejarán de estar en fase, lo que producirá una disminución de la generación de segundo armónico. La distancia entre dos picos de máxima eficiencia se define como longitud de coherencia l_c y vendrá dada por la expresión

$$l_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}} \quad (9)$$

Conociendo la relación entre el vector número de ondas y el índice de refracción n , se pueden reescribir las Eq. (7) y (9) de la forma

$$\Delta k = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} = \frac{2\omega}{c}(n^{2\omega} - n^\omega) \quad (10)$$

$$l_c = \frac{\pi c}{\omega(n^{2\omega} - n^\omega)} = \frac{\lambda}{2(n^{2\omega} - n^\omega)} \quad (11)$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación fundamental.

En gran parte de los materiales, el índice de refracción ordinario o extraordinario aumenta con la frecuencia ω , lo que hace prácticamente imposible cumplir la condición de phase-matching ($n^{2\omega} = n^\omega$) cuando las dos ondas fundamentales y la de segundo armónico son del mismo tipo: ordinario o extraordinario. En cambio, si se emplea un medio anisótropo, gracias a la birrefringencia existe un haz ordinario que se propaga con un índice de refracción ordinario n_o^ω y otro extraordinario con n_e^ω . Esta propiedad permite cumplir la condición de phase-matching, ya que no todas las ondas serán del mismo tipo. En los medios anisótropos, la componente ordinaria tiene un índice de refracción n_o , sin embargo, el de la componente extraordinaria depende de la dirección de propagación $n_e(\theta)$, donde θ es el ángulo que forma la dirección de propagación con el eje óptico del cristal (véase la Fig. 7), que vendrá dado por la expresión

$$\frac{1}{(n_e(\theta))^2} = \frac{\cos^2 \theta}{(n_o)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_e)^2}. \quad (12)$$

Existen distintos tipos de phase-matching dependiendo de la polarización de las dos ondas fundamentales y la de segundo armónico, siendo los más comunes el tipo I y el tipo II. En el tipo I, la

polarización de las dos ondas fundamentales es igual y distinta a la de segundo armónico, de forma que dos rayos ordinarios producen uno extraordinario (“ooe”) o viceversa (“eoo”). En la situación, “ooe”, al cumplirse la condición $n_e^\omega < n_o^\omega$, existe un ángulo θ_m formado entre la dirección de propagación y el eje óptico del cristal para el cual $n_e^{2\omega}(\theta_m) = n_o^\omega$, sustituyendo en la Eq. (12) y despejando para θ_m , [9]

$$\sin^2\theta_m = \left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_o^\omega}\right) \frac{(n_o^{2\omega})^2 - (n_o^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2}. \quad (13)$$

Para la situación “eoo”, se da la condición $n_o^\omega < n_e^\omega$, de forma que el ángulo θ_m para el cual se produce phase-matching, $n_o^{2\omega} = n_e^\omega(\theta_m)$, vendrá dado por la expresión [9]

$$\sin^2\theta_m = \left(\frac{n_e^\omega}{n_o^{2\omega}}\right) \frac{(n_o^\omega)^2 - (n_o^{2\omega})^2}{(n_o^\omega)^2 - (n_e^\omega)^2} \quad (14)$$

En el caso del tipo II, las polarizaciones de las dos ondas fundamentales son distintas y la de segundo armónico es igual a una de ellas, es decir, un rayo ordinario más uno extraordinario forman un rayo ordinario (“eoo”) o, al contrario (“eoe”). En la situación “eoo”, se cumple la condición $n_o^\omega < n_e^\omega$, de forma que existe un θ_m para el cual $n_o^{2\omega} = (n_o^\omega + n_e^\omega(\theta_m))/2$. Determinar el valor del ángulo para el cual se produce phase-matching de tipo II es más complicado que en el tipo I, de forma que la condición que se debe cumplir para la situación “eoo” viene dada por la siguiente expresión [9]

$$n_o^{2\omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_o^\omega n_e^\omega}{\sqrt{(n_o^\omega \sin\theta_m)^2 + (n_e^\omega \cos\theta_m)^2}} + n_o^\omega \right) \quad (15)$$

En el caso “eoe”, se cumple $n_e^\omega < n_o^\omega$, luego la condición para la cual produce phase-matching, $n_e^{2\omega}(\theta_m) = (n_o^\omega + n_e^\omega(\theta_m))/2$, vendrá dada por la expresión [9]

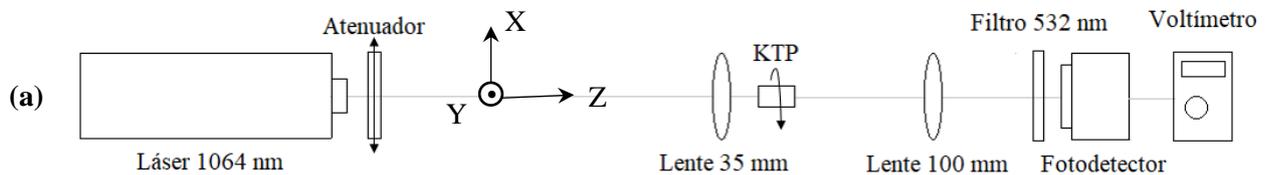
$$\frac{n_o^{2\omega} n_e^{2\omega}}{\sqrt{(n_o^{2\omega} \sin\theta_m)^2 + (n_e^{2\omega} \cos\theta_m)^2}} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_o^\omega n_e^\omega}{\sqrt{(n_o^\omega \sin\theta_m)^2 + (n_e^\omega \cos\theta_m)^2}} + n_o^\omega \right) \quad (16)$$

Las Eq. (13), (14), (15) y (16) son válidas para un cristal uniáxico, pero el cristal empleado para este trabajo (KTP) es biáxico, lo que implica que existen dos índices extraordinarios. Sin embargo, esta clase de cristales no lineales están diseñados de forma que, cuando se incida de forma perpendicular a la cara del cristal ($\phi = 90^\circ$), las ecuaciones obtenidas para el cristal uniáxico sigan siendo válidas. Además, también están optimizados para tipo I o tipo II, cuando se incida con un haz perpendicular a la cara de entrada cuya dirección de propagación forme un ángulo concreto con el eje óptico.

4. Montaje experimental

El montaje experimental se muestra en la Fig. 1. Básicamente, consiste en un láser de Nd:YVO₄ (Changchun New Industries Optoelectronics Technology, modelo MIL-1064) que emite una potencia de 500 mW en una longitud de onda de 1064 nm. La potencia es emitida en el modo transversal fundamental TEM₀₀ con una divergencia de 1.5 mrad ($w_0 = 226 \mu\text{m}$), de acuerdo con las especificaciones del fabricante. El haz láser está linealmente polarizado en dirección vertical (según el eje Y). Para comprobarlo, se colocó en el banco de trabajo un cubo polarizador constituido por dos prismas de ángulo recto con una multicapa dependiente de la polarización entre ambos. Al incidir normalmente sobre una de sus caras, el haz se separa en dos haces linealmente polarizados, llamados componente p (paralela al plano de incidencia), que atraviesa el cubo, y componente s (vertical al plano de incidencia), que se refleja formando 90° respecto al haz incidente. Al colocar el cubo en el montaje, solo se pudo observar visualmente la componente reflejada, lo que implica que el láser está linealmente polarizado en dirección vertical. Para verificarlo, se midió la intensidad de las componentes s y p con ayuda del detector, obteniendo que la componente s presentaba una intensidad 10⁵ veces más alta a la de la componente p. En conclusión, se puede asumir que el láser presenta una polarización vertical.

Para atenuar la potencia del haz láser de forma controlada se dispone un filtro neutro (Thorlabs, modelo NDL-10C-2) con una variación continua y lineal de su densidad óptica desde 0.04 hasta 2 a lo largo de 44 mm. Para ello, está montado sobre un micrométrico que permite desplazarlo horizontalmente, de forma que la densidad óptica aumenta proporcionalmente con el desplazamiento (a razón de 0.0445 por cada mm).



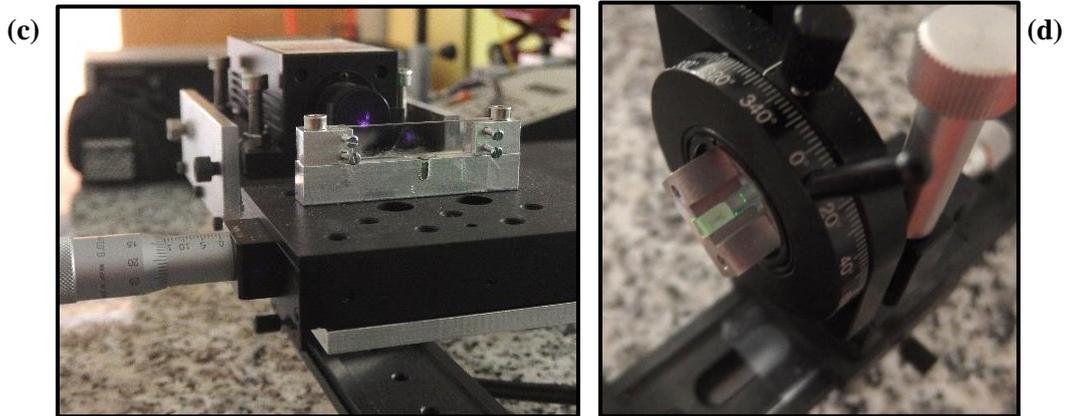


Figura 1. Montaje experimental. (a) Esquema del montaje. (b) Fotografía del montaje completo. (c) Detalle del atenuador variable montado sobre micrométrico para variar la potencia del haz incidente; puede apreciarse luz violeta debida a la respuesta de la cámara fotográfica al infrarrojo. (d) Detalle del cristal no lineal y la montura para variar su orientación; puede apreciarse luz verde debida al doblado de frecuencia.

El haz incide sobre una lente convergente de 35 mm de distancia focal que lo focaliza sobre el cristal no lineal bajo estudio, KTP, el cual está montado en un soporte que proporciona dos grados de libertad para optimizar la potencia emitida en 532 nm: permite desplazarlo de forma paralela al banco óptico (eje Z) mediante un micrométrico y rotarlo 360° en torno a la dirección de propagación (paralela al banco óptico). Para este trabajo se dispone de 2 cristales de KTP de 5 mm y de 10 mm de longitud (Eksma, modelos KTP-401 y KTP-402, respectivamente). Ambos están cortados para doblado de frecuencia tipo 2 en el plano X-Y ($\varphi = 90$ deg, $\theta = 23.5$ deg). Su sección es cuadrada de 3 mm de lado y sus superficies de entrada y de salida poseen recubrimiento antirreflejante tanto para 1064 nm como para 532 nm.

Como el haz emergente del cristal no lineal es divergente, se coloca una lente convergente de 100 mm de focal tras el cristal, focalizando el haz sobre un fotodiodo de silicio (Thorlabs, modelo PDA36A). Antes del detector se sitúa un filtro óptico pasa-banda centrado en 532 nm (Thorlabs, modelo FL532-10) con una anchura espectral de 10 nm para eliminar tanto la potencia de 1064 nm no doblada en frecuencia como la potencia emitida por el láser en longitudes de onda distintas de 1064 nm (principalmente, la potencia residual de bombeo en 808 nm).

Para convertir la lectura en voltios proporcionada por el detector en unidades de potencia, se empleó un fotodetector calibrado (Laserpoint, modelo PD50-D9-UV) para determinar el factor de conversión, que resultó ser $4.93\text{V}/\mu\text{W}$.

El adecuado alineamiento del montaje experimental conlleva una gran parte de la dedicación invertida en el laboratorio, pero, aunque resulte tediosa, es una tarea fundamental para la correcta realización de este trabajo. Esta tarea se ve dificultada debido a que el láser emite en infrarrojo y no dispone de ninguna emisión secundaria en visible para facilitar el alineamiento. Es necesario emplear una tarjeta (Thorlabs, modelo VRC4) con una sustancia fotosensible que emite luz visible (verde) cuando el haz láser incide en ella, lo que permite visualizar la trayectoria del haz de infrarrojo. Inicialmente, se coloca el láser sobre un soporte que cuenta con ocho tornillos, cuatro de ellos se colocan sobre la base y permiten controlar su desplazamiento en vertical, mientras que los cuatro restantes se encuentran en las paredes del soporte y modifican la posición horizontal. Para conseguir que el haz emitido por el láser se propague en dirección paralela al banco óptico, se emplea como referencia un diafragma que puede desplazarse a lo largo del banco. Cuando el haz láser atraviese el

diafragma con independencia de la posición del mismo, el haz láser se propagará paralelo al banco óptico y el láser estará nivelado y bien orientado. El haz láser sirve como referencia para centrar el resto de componentes que se sitúan sobre el banco óptico. El proceso de alineamiento consistió en nivelar primero el láser, ajustando la altura del haz empleando los tornillos de desplazamiento vertical y, posteriormente, ajustando la orientación del haz láser con los tornillos de desplazamiento horizontal. Sin embargo, el sistema no resultó estable debido a que cualquier pequeño movimiento accidental producía que el láser se desnivelara. Para solucionarlo, se suprimieron los tornillos de desplazamiento vertical y se sustituyeron por dos piezas sólidas de la altura adecuada para que el láser estuviese siempre bien nivelado. Para determinar la altura de ambas piezas, una vez conseguida la alineación vertical del haz, se midió la altura de los cuatro tornillos sobre los que se asentaba la base del láser. Con el láser bien nivelado, ya sólo resta orientar el láser con los tornillos de desplazamiento horizontal. Por último, con el láser bien alineado, se procedió a centrar el resto de componentes del montaje experimental, lentes de 35 mm y de 100 mm de focal, soporte del cristal no lineal, filtro paso-banda y detector. También se comprobó que el atenuador variable quedaba perpendicular al haz láser de forma que, al desplazarlo, no afectaba a la trayectoria del haz láser.

Como se ha comentado anteriormente, es necesario colocar una lente que focalice el haz láser sobre el cristal no lineal para aumentar la intensidad óptica que incide sobre el cristal y que el efecto no lineal se manifieste de manera más fuerte. La distancia focal de la lente de focalización sobre el cristal no lineal influye en la potencia de 532 nm que se genera mediante doblado de frecuencia. Como el haz emitido por el láser es gaussiano, su diámetro varía a lo largo de su propagación, de forma que, aunque su potencia no cambie, sí lo hace la intensidad óptica del haz. Esta variación es más o menos fuerte dependiendo de la divergencia del haz, la cual depende de la distancia focal de la lente. Además, como la intensidad generada mediante doblado de frecuencia depende cuadráticamente con la intensidad incidente, tanto la divergencia del haz láser como la posición del cuello del haz van a influir en la potencia generada por doblado de frecuencia. Para optimizar dentro de lo posible la distancia focal de la lente, se midió la potencia generada con tres lentes de diferente distancia focal (35, 100 y 250 mm), variando la posición del cuello a lo largo del cristal no lineal mediante el desplazamiento de la lente de focalización. Tras varias pruebas, se observó que con la lente de 35 mm se generaba la mayor potencia en 532 nm. Teniendo en cuenta que, cuanto menor sea la distancia focal de la lente, menor es el tamaño del cuello y mayor es la divergencia del haz (ambos parámetros son inversamente proporcionales entre sí), se concluye que interesa conseguir un tamaño de cuello menor, aunque la divergencia sea más alta. Posiblemente habrá un valor óptimo de la focal que será inferior a 35 mm, pero no se disponía de lentes de focal más corta para demostrarlo.

Aunque en el montaje se focaliza sobre el cristal de KTP con una única lente, también se probó a mejorar la potencia generada en 532 nm empleando 2 lentes convergentes, de 250 mm y de 35 mm de distancia focal. Se consiguió aumentar la potencia generada en un 5%, pero se consideró una mejora insuficiente teniendo en cuenta el aumento en complejidad que se introducía en la instalación experimental.

Como se esperaba que el haz generado en 532 nm fuera gaussiano, con el mismo tipo de distribución transversal de potencia que la del láser de 1064 nm (TEM_{00}), se llevó a cabo una comprobación básica midiendo la distribución transversal de potencia con una cámara CCD (Micron, modelo MT9M001, 5.2 $\mu\text{m}/\text{píxel}$) y fotografiando el spot de 532 nm sobre una cartulina negra colocada al final de la instalación. En la Fig. 2 se muestra la fotografía y el ajuste a gaussiana del perfil transversal, obteniendo que la anchura a $1/e$ del máximo es de 310 μm .

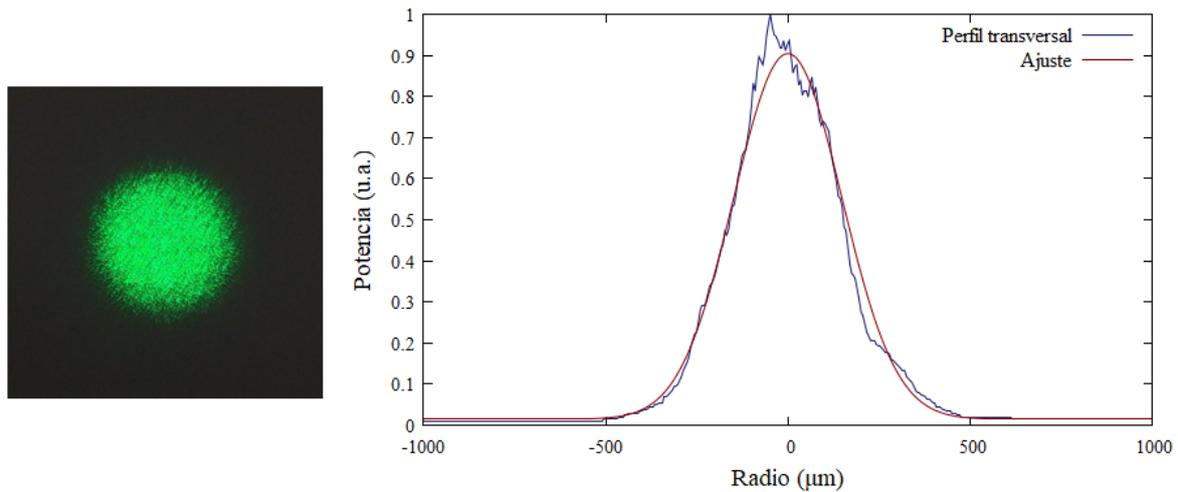


Figura 2. Fotografía del spot de 532 nm. Distribución transversal de potencia y su ajuste a gaussiana.

La posición del cristal no lineal con respecto al cuello del haz focalizado es un parámetro crítico a la hora de generar la máxima potencia en 532 nm. Para estudiar este comportamiento se midió la potencia generada variando la distancia entre el cristal no lineal (longitud de 10 mm) y la lente de focalización. En la Fig. 3 se representa la potencia generada con respecto a Δz , que representa la distancia relativa entre una determinada posición del cristal y la posición en la que se consigue máxima potencia en 532 nm. Conforme Δz aumenta, el cristal está más alejado de la lente. Para los valores más negativos de Δz el haz se focaliza después de la segunda cara del cristal. Para los valores más positivos de Δz el haz se focaliza antes de la primera cara. Considerando que la evolución del tamaño del haz gaussiano es simétrica con respecto a la posición del cuello del haz, se esperaría que la máxima potencia se generase cuando el cuello del haz estuviese situado justamente en el centro del cristal, ya que entonces el haz láser dentro del cristal ocuparía el mínimo volumen posible. Es decir, el máximo de la función representada en la Fig. 3 ($\Delta z = 0$) correspondería con esta situación y la función sería simétrica. Sin embargo, no se encuentra una función simétrica porque la potencia generada en 532 nm a lo largo del cristal modifica la potencia del haz láser a lo largo del cristal. Por tanto, y teniendo en cuenta que la potencia generada depende cuadráticamente de la intensidad del haz láser, conviene que el cuello del haz esté situado un poco antes que el centro del cristal ($\Delta z < 0$). Así mismo, la potencia generada en 532 nm debe ser algo mayor si se focaliza sobre la primera cara que si se focaliza sobre la segunda cara del cristal. No obstante, estas conclusiones deberían ser contrastadas con un modelo teórico, tarea que excede los objetivos de este trabajo.

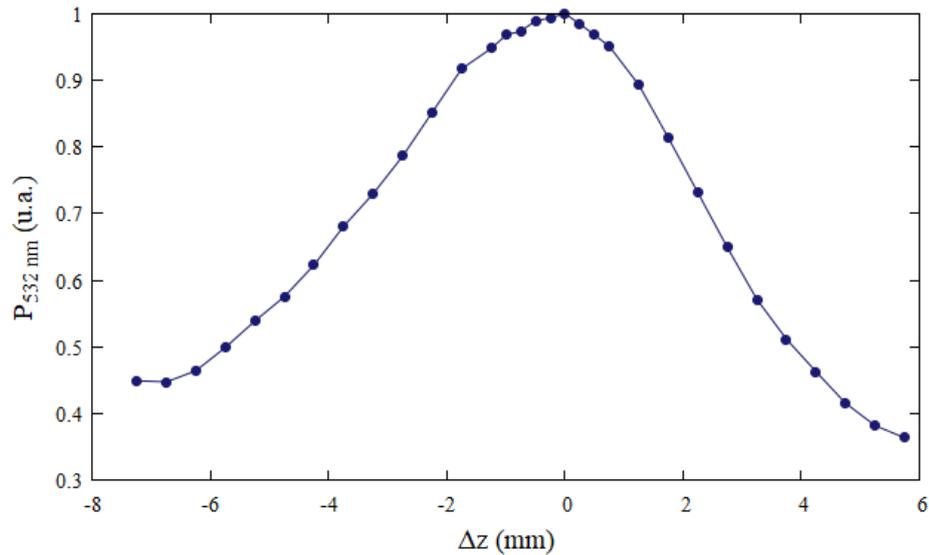


Figura 3. Potencia generada en 532 nm en función de la distancia entre el cristal no lineal de 10 mm y la lente de focalización.

5. Resultados experimentales

En esta sección se muestran los resultados experimentales obtenidos en el análisis del efecto de generación de segundo armónico en función de la orientación del cristal no lineal y de la potencia del haz incidente.

5.1. Potencia generada en 532 nm en función de la orientación del cristal no lineal

Como se ha mencionado anteriormente, el soporte del KTP proporciona dos grados de libertad para optimizar la potencia en 532 nm. En la Fig. 3, se ha podido observar la dependencia con la distancia entre el cristal no lineal y la lente. El grado de libertad restante, permite girar el cristal en torno a la dirección de propagación (paralela al banco óptico). En la Fig. 4 se muestra la dependencia de la potencia generada en 532 nm en función del ángulo de giro del cristal de KTP con 10 mm de longitud.

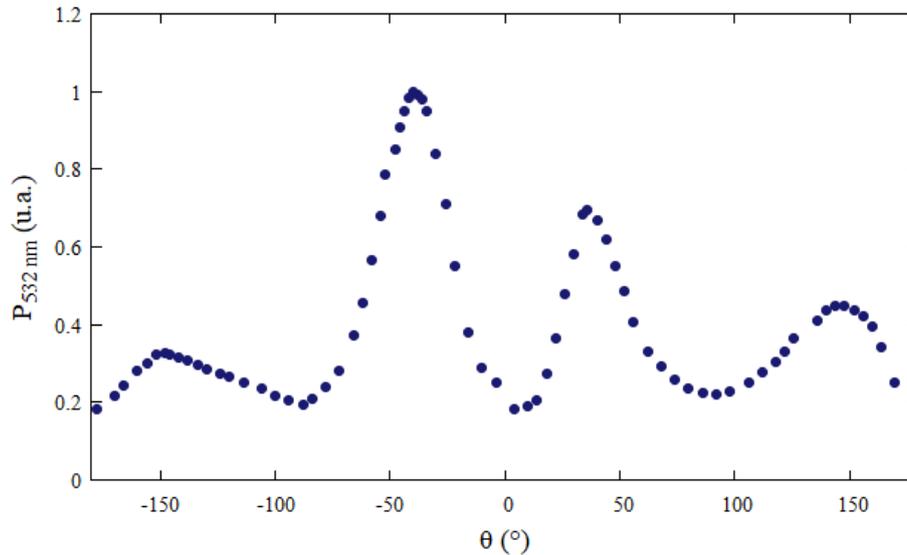


Figura 4. Potencia de 532 nm en función del ángulo de giro del cristal de KTP de 10 mm.

Se pueden observar cuatro máximos de potencia, los dos primeros máximos de potencia se producen para una inclinación de -40° y 36° con respecto a la vertical, mientras que los dos secundarios se sitúan en 148° y -148° con respecto a la vertical. Se realiza el mismo estudio para el cristal de 5 mm, obteniendo un resultado similar, se observan dos máximos en -44° y 40° y dos secundarios en 150° y -150° con respecto a la vertical.

La justificación del comportamiento mostrado en la Fig. 4 se presenta en el apartado 5.2, ya que conviene profundizar en el comportamiento del cristal no lineal con respecto a la polarización del haz incidente.

5.2. Análisis de la polarización del haz generado en 532 nm

Para estudiar la polarización del haz de 532 nm, se emplea un polarizador lineal (prisma Glan-Taylor) que se sitúa en un soporte que le permite girar 360° para poder variar así su polarización. En primer lugar, es necesario medir el ángulo de inclinación del polarizador para el cual se produce el mínimo de intensidad del haz de 1064 nm. Para ello, se coloca el polarizador a la salida del láser de 1064 nm seguido del detector. Se conoce que el láser está linealmente polarizado en dirección vertical, de forma que se gira el polarizador hasta que polarice según la horizontal, es decir, cuando la intensidad que lo atraviese sea mínima. El ángulo para el cual se produce esta condición servirá de referencia para medir la polarización del haz de 532 nm.

Una vez tomada la referencia, se coloca el polarizador lineal entre el filtro de 532 nm y el detector. Se estudia la polarización del haz de 532 nm para tres inclinaciones distintas del cristal de KTP: aquella para la cual se produce el máximo de intensidad, el mínimo y una inclinación intermedia entre ambas. La razón por la que se escogen estas tres posiciones es debido a que van a permitir desarrollar una teoría a partir de la cual se pueda deducir la polarización para cada orientación del cristal. Para cada una de las tres inclinaciones, se rota el polarizador y se anota el ángulo, además del valor indicado en el voltímetro, para el cual se produce un máximo y un mínimo de intensidad. La raíz del cociente de la intensidad mínima entre la máxima se denomina elipticidad y da una idea del

aplanamiento de una elipse. Este parámetro toma valores comprendidos entre 0 y 1, donde el primero se corresponde con una polarización lineal y el segundo con una circular.

En las Figs. 5 y 6 se presentan los esquemas de polarización obtenidos para los cristales de KTP de 5 mm y 10 mm respectivamente. Se muestra con una flecha y una línea la posición del máximo y mínimo de intensidad respectivamente, de color verde para el haz de 532 nm y azul para el de 1064 nm. Con el color rojo se indica la inclinación del cristal: la letra (a) se corresponde con la inclinación para la cual se produce el máximo de intensidad en el haz de 532 nm, con la (c) una inclinación nula y con la (b) una posición intermedia entre las dos anteriores. Para el cristal de 5 mm se estudió la polarización para los dos máximos de intensidad, sin embargo, al obtener resultados semejantes para el cristal de 10 mm, se decidió analizar únicamente uno de los máximos.

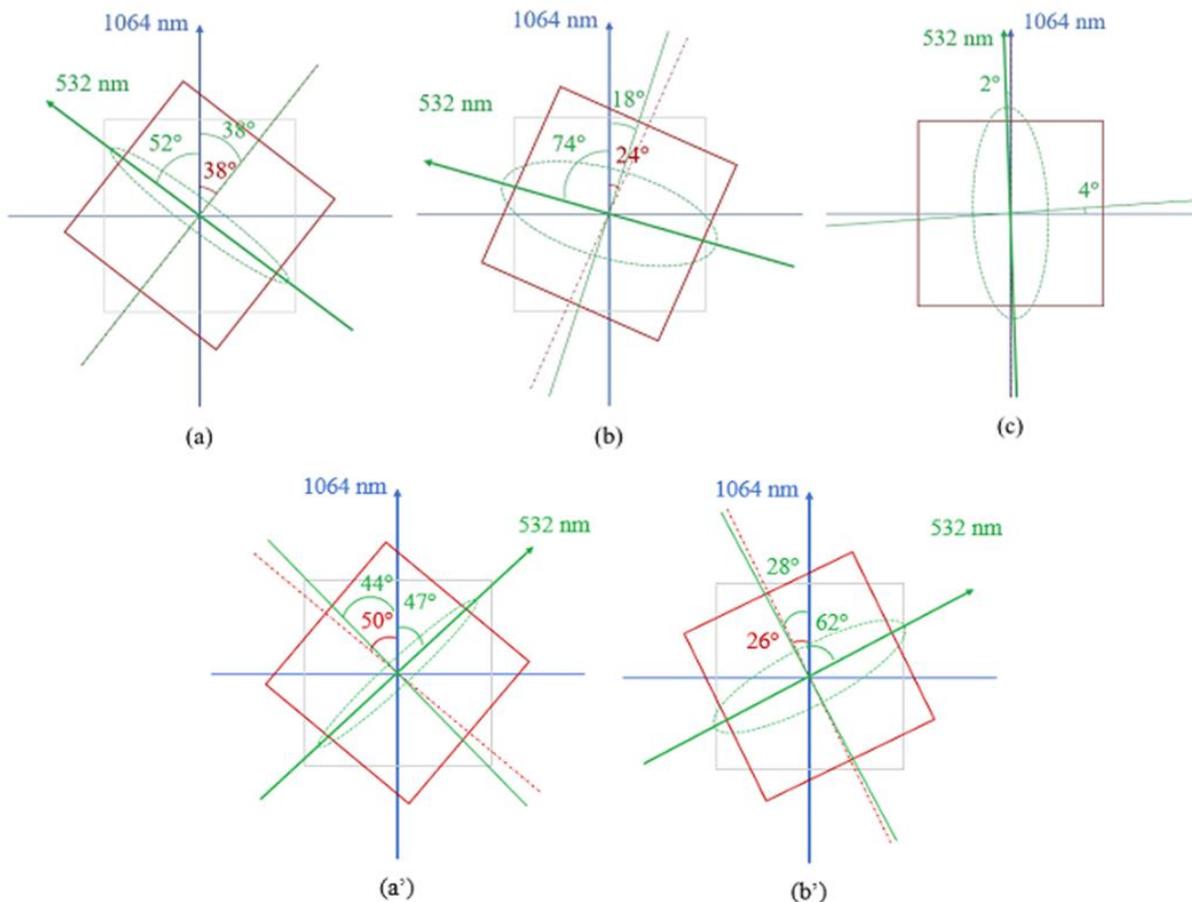


Figura 5. Estudio de la polarización para el cristal de KTP de 5 mm de longitud. (a) Inclinación a 38° a la derecha con respecto a la dirección vertical (polarización del haz de 1064 nm), (b) Inclinación a 24° a la derecha con respecto a la dirección vertical, (c) Inclinación a 0° con respecto a la vertical, (a') Inclinación a 50° a la izquierda con respecto a la dirección vertical, (b') Inclinación 26° a la izquierda con respecto a la dirección vertical.

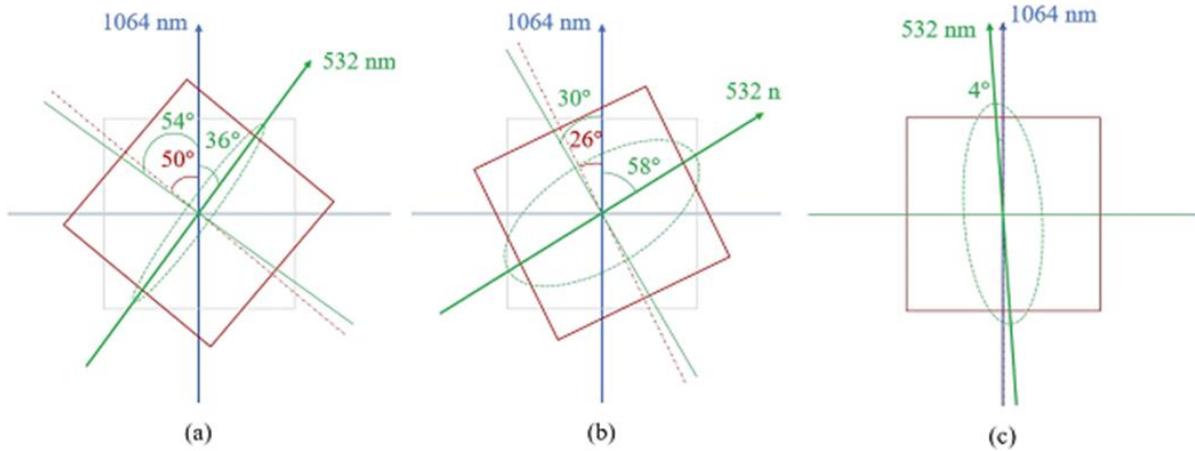


Figura 6. Estudio de la polarización para el cristal de KTP de 10 mm de longitud. (a) Inclinación a 50° a la izquierda con respecto a la dirección vertical (polarización del haz de 1064 nm), (b) Inclinación a 26° a la izquierda con respecto a la dirección vertical, (c) Inclinación a 0° con respecto a la vertical.

En la tabla 1 se presenta la elipticidad obtenida en cada uno de los casos representados en las Fig. 5 y 6.

	5 mm	10 mm
(a)	0.37	0.34
(b)	0.63	0.70
(c)	0.59	0.59
(a')	0.35	—
(b')	0.52	—

Tabla 1. Elipticidad del haz de 532 nm según la inclinación y longitud del cristal de KTP.

Según las especificaciones del fabricante, el cristal de KTP empleado en este trabajo está optimizado para tipo II “ooe”, sin embargo, esto no impide que también se produzca doblado de frecuencia para otros tipos, solo que la potencia generada será menor. Atendiendo a las especificaciones del fabricante y, de acuerdo con la teoría expuesta en el apartado 3.1, la generación del segundo armónico en este tipo de cristal será máxima cuando la dirección de propagación de los haces ordinario y extraordinario forme un ángulo de $23,5^\circ$ con el óptico del cristal y ambos haces incidan de forma perpendicular a la cara del cristal, esta situación puede observarse en la Fig. 7. El láser de 1064 nm está linealmente polarizado en la dirección vertical, de forma que existe una única componente que se asocia con la ordinaria. Al girar el cristal, aparecen dos componentes, ordinaria y extraordinaria, que se corresponden con la proyección del haz de 1064 nm con polarización vertical con respecto a los ejes perpendiculares a las caras del cristal. Teóricamente, cuando el cristal se encuentre inclinado a 45° con respecto a la vertical, las componentes ordinaria y extraordinaria serán equivalentes, cumpliéndose así la condición de phase-matching a partir de la cual la eficiencia de la potencia producida por segundo armónico es máxima, obteniéndose un haz de 532 nm linealmente polarizado con respecto a la dirección extraordinaria.

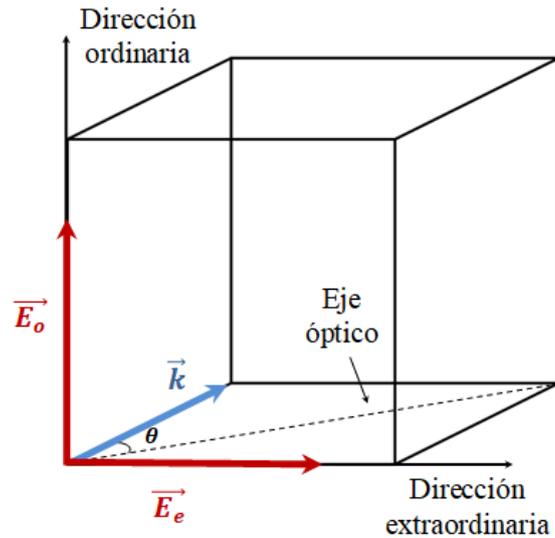


Figura 7. Configuración para la cual está optimizado un cristal no lineal de KTP de tipo II “oeo”. Se observan dos haces equivalentes que inciden de forma perpendicular a la cara del cristal con una polarización ordinaria y extraordinaria, respectivamente. Ambos haces se propagan en una misma dirección, la cual forma un ángulo $\theta = 23.5^\circ$ con respecto al eje óptico del cristal. El haz generado por doblado de frecuencia seguirá la misma dirección de propagación y tendrá una polarización extraordinaria.

En las Fig. 5(a), 5(a') y 6(a), se muestran aquellas inclinaciones del cristal no lineal para las cuales se produce un máximo de intensidad, obteniendo valores próximos a 45° con respecto a la vertical. La polarización del haz de 532 nm es elíptica donde la componente extraordinaria es la predominante, sin embargo, no linealmente polarizada en la dirección extraordinaria como era de esperar. La razón por la que esto ocurre es debido a que el cristal de KTP está optimizado para tipo II “oeo”, sin embargo, también pueden producirse otros tipos de doblado de frecuencia, aunque generando una menor potencia. En concreto, en este caso se produce doblado de frecuencia de tipo II “oeo”, de donde proviene la componente ordinaria de la polarización.

En las Fig. 5(b), 5(b') y 6(b), también se observa una polarización elíptica en la cual el eje mayor se corresponde con la componente extraordinaria, sin embargo, se observa un aumento de la elipticidad con respecto al caso (a). Esto se debe a que, para esta inclinación del cristal, la componente ordinaria y extraordinaria del haz incidente no son equivalentes y, en consecuencia, la eficiencia de doblado de frecuencia disminuye con respecto al caso anterior. De esta forma, la contribución al doblado de frecuencia de tipo II “oeo” aumenta y la de tipo II “oeo” disminuye, aumentando así la intensidad en la dirección de polarización ordinaria y disminuyendo en la extraordinaria con respecto al caso (a).

Por último, para una inclinación nula del cristal no lineal con respecto a la vertical (Fig. 5(c) y 6(c)) se observa una polarización elíptica del haz de 532 nm aunque, en este caso, la componente predominante se corresponde con la ordinaria. Esto es debido a que no existe componente extraordinaria incidente, luego la única contribución al doblado de frecuencia es del tipo “ooo”, que tendrá una eficiencia muy baja.

La teoría de phase-matching también permite interpretar la Fig. 4, donde se observan cuatro máximos para ángulos cercanos a -45° , 45° , -135° y 135° con respecto a la vertical, situación que se corresponde con las Fig. 5(a), 5(a') y 6(a). La razón de que los ángulos para los que se obtiene un máximo de intensidad no coincidan con los esperados teóricamente es que, aunque el cristal esté

optimizado para doblado de frecuencia de tipo II “oeo”, también se genera algo de potencia de tipo II “ooo”. Para los ángulos de inclinación 0° , 90° , 180° y -90° con respecto a la vertical, se observa un mínimo de intensidad debido a que únicamente se incide sobre el cristal con una onda de componente ordinaria o extraordinaria. De esta forma, solo se tiene doblado de frecuencia de tipo “eee” o “ooo” y, dado que el cristal no está optimizado para este funcionamiento, se obtiene un mínimo de intensidad que se corresponde con la situación representada en las Fig. 5(c) y 6(c).

En un principio, se esperaría que la Fig. 4 fuese simétrica dado que al girar el cristal se mantiene el ángulo formado entre el eje óptico del cristal y la dirección de propagación, sin embargo, varía la orientación del eje óptico. En consecuencia, varían las orientaciones de las polarizaciones ordinaria y extraordinaria, lo que modifica la potencia generada en segundo armónico.

5.3. Potencia generada en 532 nm frente a la potencia incidente en 1064 nm

Asumiendo que la potencia incidente en 1064 nm es débil, la potencia generada en 532 nm depende cuadráticamente de la potencia incidente (Eq. (5)). Para medir experimentalmente esta dependencia, se varía la potencia incidente desplazando el atenuador variable con el micrométrico sobre el que está montado (véase Fig. 1.(c)), pero primero es necesario determinar la potencia incidente real en función de la posición del atenuador variable. La densidad óptica del atenuador en función de la distancia x desde el comienzo del filtro puede expresarse como

$$d = \frac{1.96}{44}x + 0.04, \quad (17)$$

ya que la densidad óptica varía linealmente de 0.04 hasta 2 en un intervalo de 44 mm. Como el inicio del filtro no coincide con la posición cero del micrométrico, se introduce la constante x_0 que simboliza la distancia entre la posición indicada por el micrométrico x_{med} y la real, x . Entonces, la densidad óptica resulta

$$d = \frac{1.96}{44}(x_{med} + x_0) + 0.04 \rightarrow d = a x_{med} + b. \quad (18)$$

A partir de la densidad óptica se define el factor de transmisión, que permite conocer la relación entre la potencia de bombeo del láser (P_0) y la atenuada por el filtro.

$$T = 10^{-d} \quad (19)$$

$$P = T \cdot P_0 \quad (20)$$

Por tanto, la potencia después del filtro en función de la posición del micrométrico resulta ser

$$\log_{10}P = \log_{10}P_0 - b - a x_{med} \rightarrow \log_{10}P = b' - a x_{med}, \quad (21)$$

lo que permite determinar los parámetros a y b' mediante un ajuste lineal. A partir de ellos, es posible obtener la potencia después del filtro a partir de la posición del micrométrico. En la Fig. 8 se muestra el ajuste lineal obtenido, que proporciona una pendiente $a = 0.0482 \text{ mm}^{-1}$, que coincide relativamente bien con la esperada según las especificaciones del fabricante, $a = 1.96/44 \text{ mm}^{-1} = 0.0445 \text{ mm}^{-1}$, ya que la diferencia relativa es del 8%. Se debe tener en cuenta que las especificaciones del fabricante no están referidas a una longitud de onda de 1064 nm.

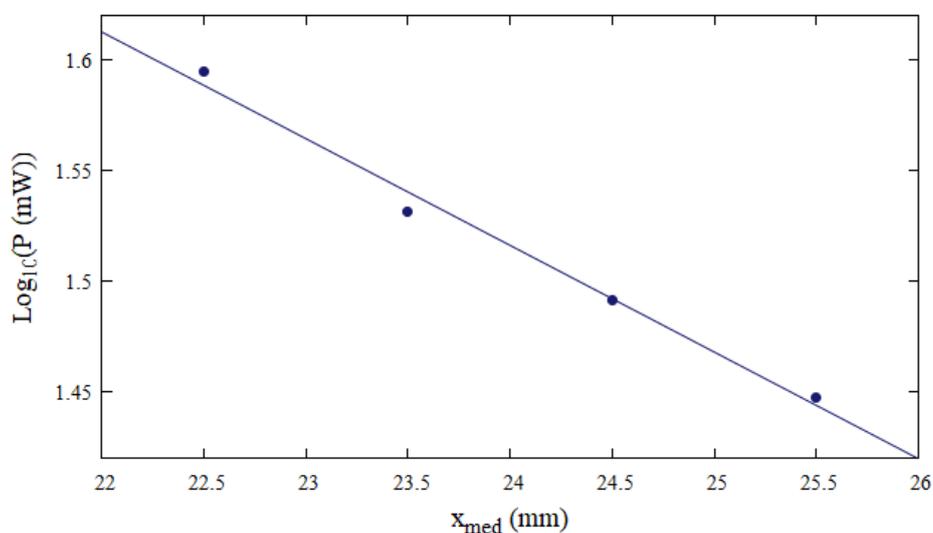


Figura 8. Ajuste lineal del logaritmo de la potencia de bombeo en función de la posición del atenuador variable.

Una vez conocidas la potencia incidente P_{inc} y la potencia generada P_g para diferentes posiciones del atenuador variable es posible determinar el parámetro K mediante un ajuste lineal, ya que tomando logaritmos en ambos miembros de la Eq. (5) resulta que

$$\ln P_g = \ln K + 2 \ln P_{inc}. \quad (22)$$

En la Fig. 9 se aprecia que el comportamiento se ajusta muy bien a una línea recta tanto para el cristal de 5 mm como para el de 10 mm de longitud, aunque la pendiente, que debería ser 2, resulta en ambos casos algo mayor de la esperada (+9% y +13%, respectivamente). En cuanto al parámetro K , se obtienen unos valores de $1.75 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}$ para el cristal de 5 mm y de $2.69 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}$ para el cristal de 10 mm de longitud. La eficiencia η del proceso de generación de segundo armónico suele definirse como

$$\eta = P_g/P_{inc} = KP_{inc}. \quad (23)$$

Para el montaje empleado y con una potencia incidente de 300 mW se obtiene una eficiencia de 5.3×10^{-4} para el cristal de 5 mm y de 8.1×10^{-4} para el cristal de 10 mm de longitud. Resulta claro que, aunque se genera mayor potencia en segundo armónico con el cristal más largo (Fig. 9), resulta más eficiente por unidad de longitud el cristal más corto. Por último, estimando que la anchura del haz incidente focalizado sea de $52 \mu\text{m}$ ($w'_0 = \frac{\lambda f'}{\pi w_0}$) resulta que el parámetro $\zeta = 7.8 \times 10^{-4} \text{ W}^{-1/2}$ para el cristal de 5 mm y $\zeta = 4.8 \times 10^{-4} \text{ W}^{-1/2}$ para el cristal de 10 mm de longitud.

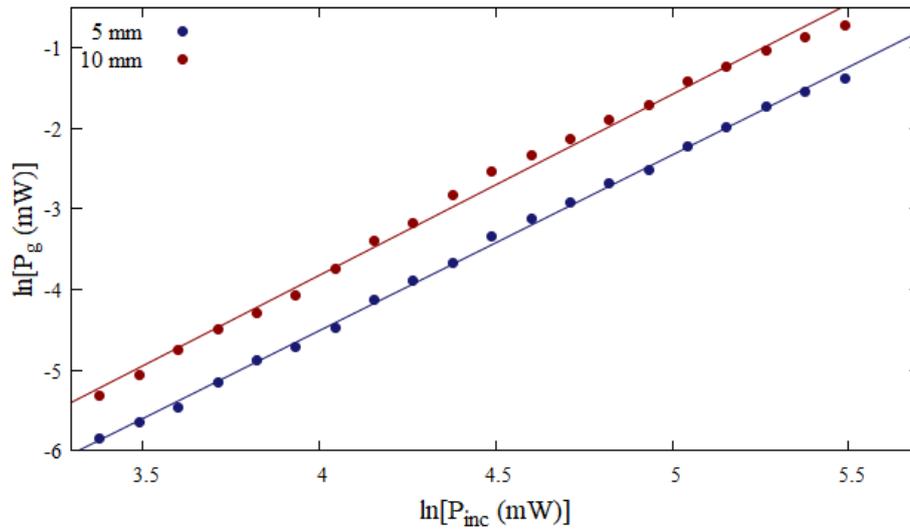


Figura 9. Ajuste lineal de los logaritmos de las potencias generada e incidente para ambas muestras de cristal no lineal.

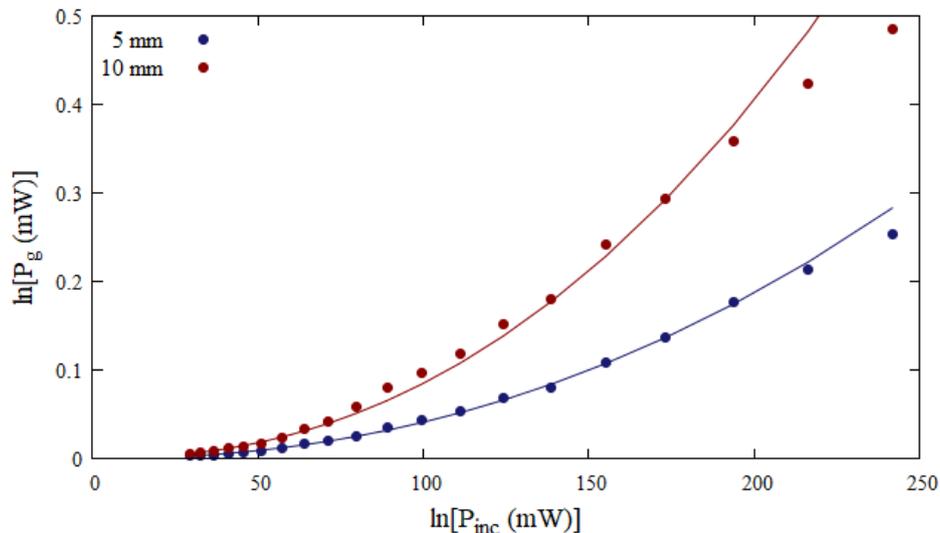


Figura 10. Potencia generada con ambas muestras de cristal no lineal en función de la potencia incidente, donde se puede apreciar una dependencia cuadrática.

La eficiencia obtenida es mucho menor si se compara con la que se consigue cuando el cristal no lineal se introduce dentro de una cavidad láser. Los láseres de Nd:YVO₄ que emiten en 532 nm, tienen

un KTP intracavidad. Los espejos que forman la cavidad tienen reflexiones prácticamente del 100% para 1064 nm de forma que se confina dentro de la cavidad una potencia de 1064 nm muchísimo más elevada. Además, si se dispone de suficiente bombeo en 808 nm, el cristal de Nd:YVO₄ puede proporcionar una ganancia muy elevada que compensa las pérdidas introducidas por una fuerte conversión a segundo armónico.

En la Fig. 9 se representa la dependencia lineal entre los logaritmos de la potencia del haz de 1064 nm y la del haz de 532 nm. Sin embargo, para potencias incidentes superiores a 250 mW, midiendo en el laboratorio se pudo observar un decaimiento de la potencia generada del segundo armónico. Es posible que este hecho se deba a un error experimental, como podría ser la saturación del detector para potencias altas o la no linealidad del atenuador variable para el haz de 1064 nm. Sin embargo, también es posible que la potencia incidente sea lo suficientemente alta como para que deje de ser válida la Eq. (5), para comprobarlo, es necesario reescribir la Eq. (1) en función de la potencia. Conociendo la relación entre intensidad y potencia para el haz incidente y el doblado en frecuencia dada por las Eq. (3) y (4) y, sustituyendo en la Eq. 1, se obtiene

$$P^{(2\omega)} = \frac{1}{2}P^{(\omega)} \tanh^2 \left[\zeta L \sqrt{\frac{2P^{(\omega)}}{\pi w^2}} \right]. \quad (24)$$

A continuación, se representan gráficamente las Eq. (24) y (5) buscando, de forma aproximada, la potencia a partir de la cual ambas curvas se separan y, en consecuencia, deja de ser válida la aproximación. Dicha representación puede observarse en la Fig. 11 donde, para valores de potencia incidente inferiores a 6 W, la diferencia entre los valores de potencia generada provenientes de ambas ecuaciones es inferior al 1%. Por lo tanto, para los valores de potencia en los que se trabaja, la aproximación dada por la Eq. (5) sigue siendo válida y no justifica el decaimiento de potencia producido.

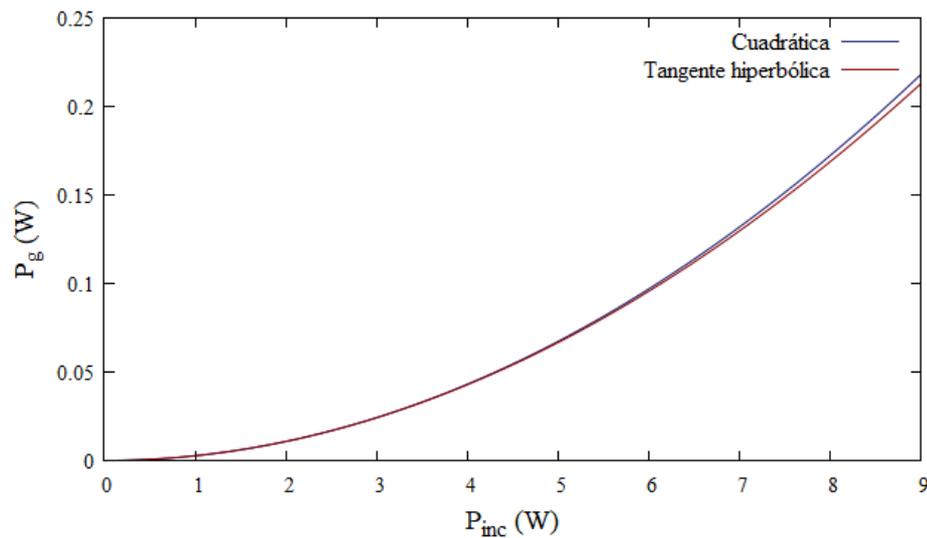


Figura 11. Determinación gráfica del umbral de potencia a partir de la cual la aproximación de la dependencia cuadrática de la potencia generada por doblado de frecuencia de la potencia incidente deja de ser válida, para el cristal de KTP de 10 mm.

6. Aplicación: modos longitudinales del láser de 1064 nm

Empleando el cristal de 5 mm de longitud, se preparó una demostración de una aplicación sencilla pero efectiva del doblado de frecuencia. Suponiendo el caso en el que se quiera conocer el número de modos longitudinales y la anchura del perfil de oscilación del láser de 1064 nm empleando un interferómetro Fabry-Pérot el cual no esté diseñado para infrarrojo, impidiendo la medida directa de la separación espectral entre los modos longitudinales del láser. A partir del cristal no lineal, se podría doblar en frecuencia el haz láser y analizar espectralmente la emisión en 532 nm, zona espectral donde los espejos del interferómetro todavía ofrecen muy alta reflexión.

En primer lugar, es necesario asegurar que el espectro del haz doblado en frecuencia no contenga potencia en otras longitudes de onda distintas de 532 nm. Para ello, se emplea un espectrómetro con una resolución espectral de 1 nm, que se calibra previamente empleando el espectro emitido por los fluorescentes de iluminación del laboratorio. En este, se observa que el pico correspondiente a la línea verde del mercurio (546.1 nm) está situado en una longitud de onda de 544 nm, de forma que el desplazamiento entre el espectro medido y el real es de 2 nm.

Una vez realiza la calibración, se mide el espectro detrás del cristal de KTP donde se observan dos picos situados en 532 nm y 807 nm. El primero de ellos es el esperado, que se corresponde con la generación de segundo armónico por el cristal de KTP, sin embargo, la aparición del segundo pico no es tan obvia. Esta se debe a que el Nd:YVO₄ se bombea con un láser de 808 nm, parte de ese bombeo no es absorbido y es por ello que se puede apreciar un pico en dicha longitud de onda. A partir de 1000 nm, se puede comenzar a apreciar el espectro de fluorescencia del 1064 nm, aunque no se llega a ver el pico debido a que se encuentra fuera de rango del detector. Al analizar el espectro tras el filtro de 532 nm, la fluorescencia del 1064 nm desaparece y únicamente se observa un pico en 532 nm. En las Fig. 12 y 13 se presentan ambos espectros.

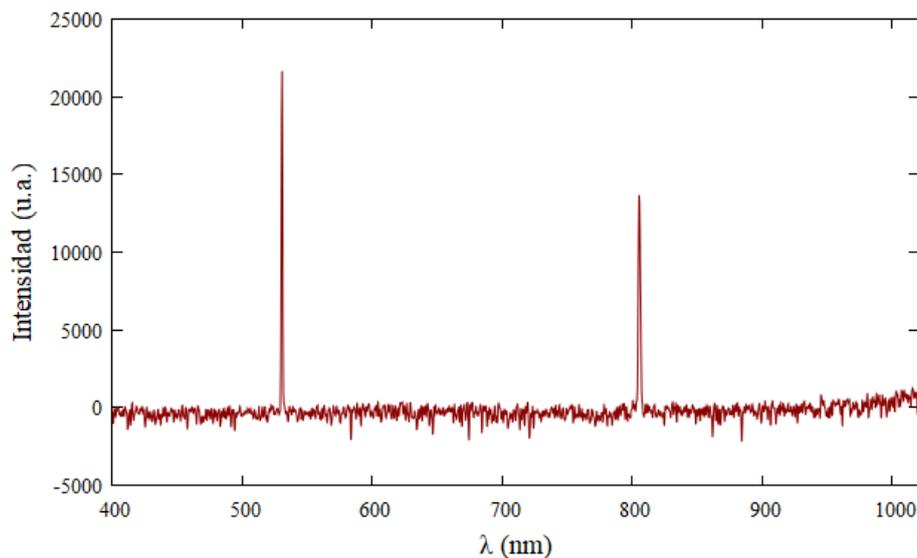


Figura 12. Espectro del haz láser después de atravesar el cristal de KTP.

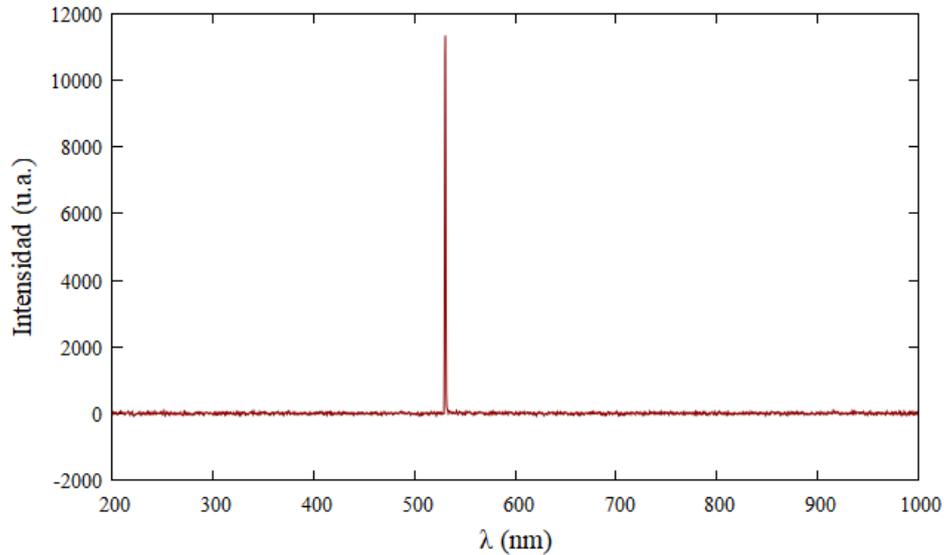


Figura 13. Espectro obtenido tras el filtro de 532 nm.

A continuación, se lleva a cabo el análisis espectral con el interferómetro Fabry-Pérot (Spectra Physics, modelo 470-03), el cual tiene un intervalo espectral libre (FSR) de 2 GHz, una finesse de 200, una resolución de 13 MHz y sus espectros ofrecen reflexión máxima desde 550 hasta 650 nm. La potencia transmitida por el interferómetro se detecta con un fotodiodo y se mide la caída de tensión en una resistencia de carga colocada en paralelo. Cuanto mayor sea el valor de dicha resistencia mayor será el voltaje de respuesta del fotodiodo, pero peor será la resolución de la medida, de forma que hay que buscar un compromiso entre ambos factores. Para medir el espectro se aumenta la separación entre ambos espejos a velocidad uniforme mediante un piezoeléctrico alimentado con un voltaje en rampa.

En primer lugar, es necesario realizar un calibrado del Fabry-Pérot para el cual se emplea un láser de He-Ne (Melles Griot 05-LHR-151). Este emite cuatro modos longitudinales con una separación entre dos consecutivos ($\Delta\nu$) de 438 MHz, según las especificaciones del fabricante. A partir de este valor se podrá determinar la equivalencia entre frecuencia y tiempo de barrido, que se empleará para obtener el intervalo espectral libre, la resolución y la anchura del perfil de ganancia y oscilación.

En la Fig. 14, se muestra el calibrado para un voltaje de barrido de 700 V. En esta se observan los cuatro modos longitudinales emitidos por el láser de HeNe, repetidos en varios órdenes interferenciales. Midiendo la distancia entre los modos consecutivos y promediando se obtiene $\Delta\nu = 0.056$ s y, con esta, la equivalencia entre frecuencia y tiempo. A partir de esta medida, se determina el valor del intervalo espectral libre en unidades de frecuencia $FSR = 1.99$ GHz, muy próximo al valor de 2 GHz proporcionado por el fabricante del Fabry-Pérot. Para calcular la resolución, se mide la anchura a media altura de uno de los modos longitudinales obteniendo un valor de 69 MHz. Por último, se obtiene la anchura del perfil de ganancia ($\Delta\nu_{gan}$) y de oscilación ($\Delta\nu_{osc}$). Debido a que no todos los modos dentro del perfil de ganancia presentan emisión láser, la anchura del perfil de oscilación es siempre menor que la de ganancia. En este caso, la anchura del perfil de ganancia viene dada por los cuatro modos longitudinales, de modo que $\Delta\nu_{gan} = 1.75$ GHz. En cambio, únicamente tres de ellos presentan emisión láser, de forma que $\Delta\nu_{osc} = 1.31$ GHz.

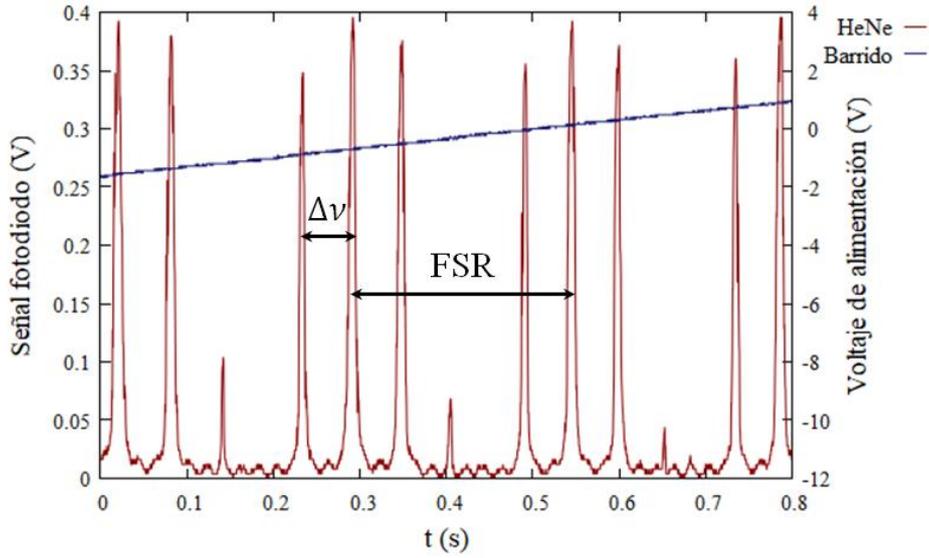


Figura 14. Calibrado del interferómetro Fabry-Pérot empleando un láser de HeNe a partir del cual se obtiene el intervalo espectral libre FSR.

Una vez calibrado el interferómetro, se puede analizar espectralmente la emisión del láser en 532 nm, de forma que permite estudiar también la del láser de 1064 nm. Debido a la generación de segundo armónico, la separación entre dos modos longitudinales en la emisión en 532 nm es el doble que en 1064 nm. En la Fig.15, se muestran los modos longitudinales para un barrido de 200 V, donde se pueden apreciar cuatro modos, casi cinco. Se mide la separación espectral entre dos modos longitudinales consecutivos obteniendo un valor $\Delta\nu = 378$ MHz. De forma que la separación para una emisión en 1064 nm será $\Delta\nu=189$ MHz. Este último valor está relacionado con la longitud efectiva (L_e) de la cavidad láser de Nd:YAG a través de

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_e}. \quad (25)$$

Si se sustituye en la Eq. (25) el valor de la separación entre dos modos longitudinales obtenido para 1064 nm, la longitud efectiva de la cavidad supera a la longitud de la caja externa del láser, que es de unos 10.5 cm, de forma que este resultado no puede ser correcto. Esto es debido a que la separación entre dos modos longitudinales es superior al intervalo espectral libre, de forma que los modos observados en la Fig. 15 no corresponden al mismo orden de interferencia. Realmente, la separación entre modos viene dada por la expresión

$$\Delta\nu_{real} = \Delta\nu_{medido} + m \cdot FSR, \quad (26)$$

donde m es un número entero. Debido a que no se conoce la longitud efectiva de la cavidad, no se puede determinar con certeza el valor de m, sin embargo, se puede hacer una estimación. La caja externa del láser mide unos 10.5 cm y en su interior contiene un diodo de bombeo, un ventilador, la cavidad láser y un filtro situado a la salida de dicha cavidad, en consecuencia, la longitud de la cavidad no puede superar los 5 o 6 cm. Además, al colocar un etalon con un intervalo espectral libre $FSR = 30$ GHz no se consiguió eliminar ningún modo longitudinal, por lo tanto, la separación entre

modos debe ser cercana a 30 GHz. Suponiendo un valor $m = 15$, se obtiene $\Delta\nu_{real} = 30.27$ GHz para la emisión en 532 nm y $\Delta\nu = 15.13$ GHz para 1064 nm. De forma que la longitud efectiva de la cavidad láser de Nd:YAG sería de 1 cm.

Para calcular la anchura del perfil de ganancia se suponen cinco modos longitudinales obteniendo un valor $\Delta\nu_{gan}=121$ GHz, que coincide con el valor típico para este tipo de láser de 120 GHz. La anchura del perfil de oscilación se determina suponiendo que únicamente cuatro modos longitudinales presentan emisión láser, obteniendo $\Delta\nu_{osc} = 151$ GHz.

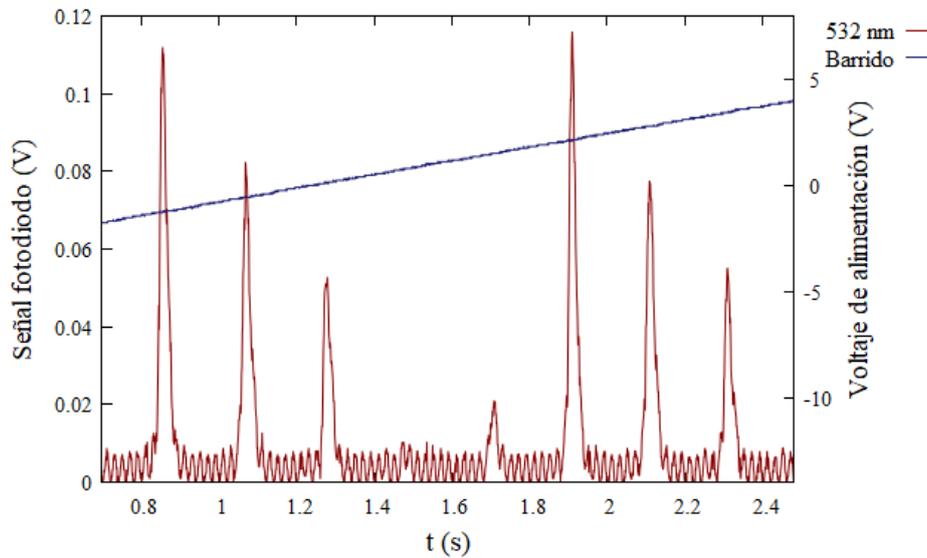


Figura 15. Modos longitudinales del láser de 532 nm.

7. Conclusiones

A lo largo de este trabajo, se ha estudiado el efecto de doblado de frecuencia de un láser de 1064 nm empleando un cristal no lineal de KTP. Para ello, se ha contado con un montaje experimental que permite estudiar distintas características del doblado de frecuencia, como la dependencia de la potencia generada con la incidente o la polarización del haz de 532 nm, el cual se ha configurado de forma que se maximice la eficiencia de la generación del segundo armónico.

Se ha presentado un modelo teórico que explica la dependencia cuadrática observada experimentalmente de la potencia generada en 532 nm con la incidente en 1064 nm, el cual es únicamente válido para valores muy bajos de potencia incidente. Este estudio se ha realizado para dos longitudes distintas del cristal no lineal: 5 mm y 10 mm, obteniéndose una mayor potencia de salida para el cristal de 10 mm, pero una mayor eficiencia por unidad de longitud con el cristal de 5 mm.

También se ha estudiado la polarización del haz de 532 nm empleando la teoría de phase-matching. De forma que la intensidad del haz generado por segundo armónico es máxima cuando la inclinación del cristal forma aproximadamente 45° con la vertical y mínima cuando el cristal presenta una inclinación nula.

Por último, se ha mostrado una posible aplicación al montaje que consiste en la medida del número de modos longitudinales y del perfil de oscilación del láser de 1064 nm a partir del análisis de

los modos en 532 nm empleando un interferómetro Fabry-Pérot que este únicamente diseñado para trabajar en visible.

Como futuras líneas de investigación se podría completar el estudio de la focalización sobre el cristal para determinar la focal que optimiza la potencia generada en segundo armónico. Además, se podría emplear un láser de neodimio pulsado, el cual, al proporcionar una mayor potencia, permitiría demostrar la dependencia entre la potencia generada por segundo armónico y la incidente dada por la Eq. (1). Por último, también sería posible estudiar el efecto de SGH incluyendo un cristal no lineal de KTP en el interior de la cavidad láser.

Personalmente, este trabajo me ha permitido aprender a desenvolverme de forma mucho más autónoma en el laboratorio y a buscar soluciones a los problemas que iban surgiendo. Desde el punto de vista más académico, he podido conocer en profundidad el tema de doblado de frecuencia, además de haber podido repasar conceptos vistos en distintas asignaturas del grado, ayudándome a afianzarlos al observar su uso experimental en el laboratorio.

8. Referencias bibliográficas

1. P. A. Franken et al., Generation of optical harmonics, *Physical Review Letters* 7, 118-119 (1961).
2. P. D. Maker et al., Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics, *Physical Review Letters* 8, 21-22 (1962).
3. J. A. Giordmaine, Mixing of light beams in crystals, *Physical Review Letters* 8, 19-20 (1962).
4. www.crystalaser.com
5. L. Sarger et al., How to measure the characteristics of laser pulses, en “Femtosecond laser pulses. Principles and experiments”, C. Rullière (ed.), Springer (2003).
6. D. N. Nikogosyan, *Nonlinear optical crystals: a complete survey*, Springer (2005).
7. A. Yariv, *Second-Harmonic Generation and Parametric Oscillation*, en *Introduction to optical electronics*, Ed. Holt, Rinehart and Winston (1971).
8. W. P. Risk et al., *Compact blue-green lasers*, pp. 38-40, Cambridge University Press (2003).
9. Phase-Matching in Nonlinear Optical Compounds: A Materials Perspective. Weiguo Zhang, Hongwei Yu, Hongping Wu, and P. Shiv Halasyamani. *Chemistry of Materials* 2017 29 (7), 2655-2668. DOI: 10.1021/acs.chemmater.7b00243