

Estudio experimental de las propiedades de un láser Nd:YAG y generación de su Segunda Armónica utilizando un cristal KTP

Lionel Ezequiel Martínez, Nicolás Agustín Molina, Maximiliano Pablo Murgia

11 de marzo de 2023

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Argentina

Laboratorio 5 - Grupo 1
Profesor: Grinblat, Gustavo

Resumen

En general muy bien presentado el informe, bien diagramadas las secciones y claridad en el texto. Todavía falta que resuelvan cosas que no pueden fallar en Labo 5: cifras significativas, expresión de magnitudes físicas, estimación de incertezas e interpretación de parámetros estadísticos.

En este trabajo se describe cómo estudiar las propiedades de un láser Nd:YAG y la generación de su segundo armónico utilizando un cristal KTP. El experimento se realiza armando una cavidad resonante en forma de V con un diodo como láser de bombeo y un Nd:YAG como amplificador, obteniendo diferentes modos TEM_{pq} . Los resultados muestran que el láser tiene un umbral de corriente de 1 A y una potencia máxima de salida de $(125,5 \pm 6,3) \text{ mW}$, con una eficiencia de conversión de, aproximadamente, un 8 %. Además, el uso de la cavidad en forma de V y un amplificador Nd:YAG mejora la colimación del láser de bombeo en dos órdenes de magnitud. También, se logra la generación de un láser verde a través de la generación del segundo armónico del láser Nd:YAG. El ancho espectral del láser verde resulta ser un 45,7 % más estrecho que el del diodo láser, obteniéndose mayor coherencia temporal en éste. Se propone utilizar un sistema de dos lentes convergentes para lograr una mejor localización del haz en el cristal y mayores eficiencias de conversión.

En la intro faltó hablar del concepto de emisión estimulada, es decir, la razón por la cual la luz de un láser es coherente y colimada. El resto muy bien

1. Introducción

Dentro de diversos campos de la industria y la investigación, como lo son la medicina, las telecomunicaciones o la ingeniería, los láseres son herramientas útiles debido a sus propias características en cuanto a coherencia espacial, temporal, colimación y angosto espectro de longitud de onda.

Un láser está compuesto por tres componentes básicos: un mecanismo de bombeo (que proporciona la energía necesaria para sostener la emisión láser), un medio amplificador (que recibe la energía del bombeo y la transfiere al haz láser que genera) y un medio de realimentación (que permite que el láser adquiera sus características distintivas como su colimación, coherencia y brillo). En la óptica, la realimentación se logra mediante espejos que re-inyectan una parte de la señal nuevamente en el amplificador de luz.

Una cavidad resonante es una disposición experimental que permite la realimentación de un haz y, con ello, la creación y estabilidad del láser. Consiste en dos o más espejos alineados de manera tal que la luz emitida por el amplificador se refleja sobre sí misma recorriendo el mismo camino

óptico muchas veces. Se coloca uno de los espejos de la cavidad resonante de forma que tenga una reflectividad menor que el 100 % y, así, parte de la luz que está oscilando salga de la cavidad produciendo un haz colimado, que es lo que puede medirse como salida del láser [1].

Para la generación de un láser Nd:YAG, se puede utilizar una fuente de bombeo láser ~~que, a través de un sistema de enfoque compuesto por varias lentes, permita enfocar la radiación de salida para lograr una zona de enfoque pequeña donde se concentra la energía y donde se debe ubicar el cristal de Nd:YAG.~~ Este cristal funciona como un medio de amplificación y logra la emisión de un haz con longitud de onda de $1064nm$.

Debido al diámetro finito del cristal Nd:YAG y de los espejos, no se puede establecer una onda estacionaria de la forma de una onda plana entre ellos. Se puede demostrar que las posibles soluciones estacionarias para la distribución de intensidades dentro de la cavidad resonante son una familia de funciones que llamamos TEM_{pq} (Modo Transverso Electromagnético de orden pq). Los subíndices pq son números enteros que indican el orden de los polinomios de Hermite que forman parte de la expresión analítica de la solución [2]. Algunos de estos modos TEM_{pq} se ilustran en la figura 1.

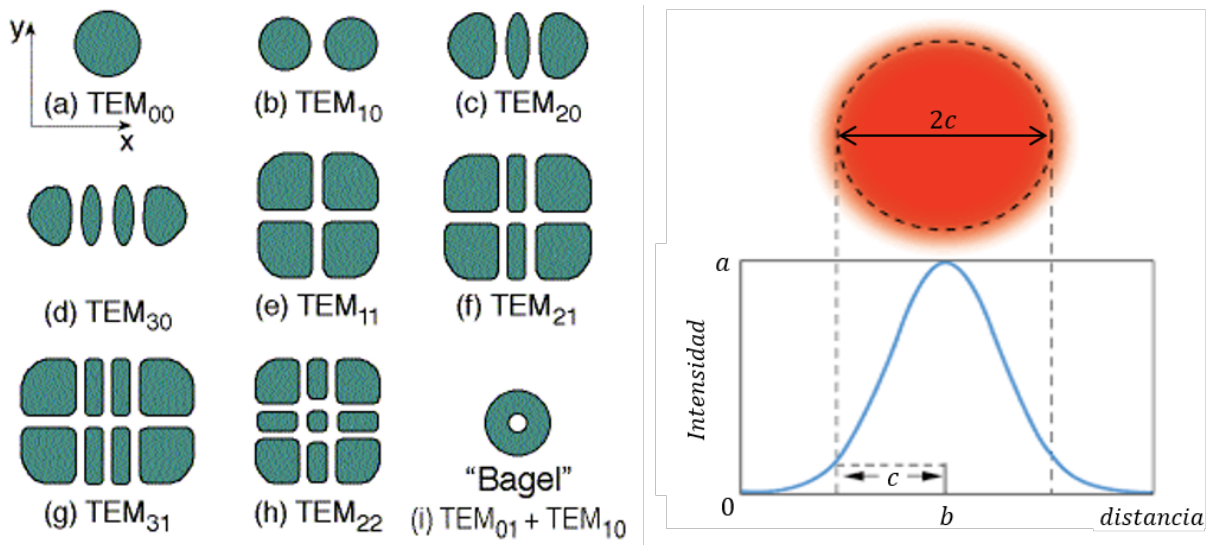


Figura 1: Se ilustran las soluciones analíticas para los diferentes modos TEM_{pq} de un láser. A la derecha se visualiza el perfil de intensidad para el modo TEM_{00} (campana de Gauss).

Generalmente, es preferible que el láser opere en su modo fundamental TEM_{00} que corresponde al perfil de intensidad de una campana de Gauss. Siendo I la intensidad del haz y x la distancia, se tiene que:

$$I(x) = ae^{-\frac{(x-b)^2}{2c^2}} \quad (1)$$

donde a es el valor máximo de intensidad, b es el punto donde se encuentra dicho máximo y c la desviación estándar. Para este modo, un valor representativo para el diámetro del láser resulta ser $2c$; esto se debe a que representa el ancho a mitad de campana de la curva Gaussiana.

Todo haz de luz incrementa su diámetro respecto de donde emerge a medida que se aleja. A esta característica se la denomina como *divergencia* y está dado por el ángulo ν de apertura del haz (ver figura 2). Para conocer esta magnitud, sólo hace falta saber su diámetro D_1, D_2 en dos puntos de su camino óptico y la distancia l que separa a dichos puntos:

$$\nu = 2 \arctan \left(\frac{D_2 - D_1}{2l} \right) \quad (2)$$

Para el caso de un láser, al ser bastantes colimados, su valor de divergencia es muy bajo. Esto representa un valor de ν del orden de los *mrad* [3].

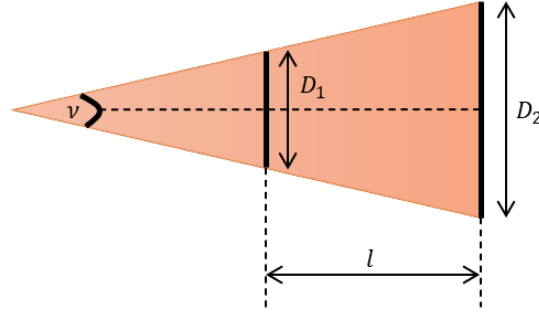


Figura 2: Representación gráfica de la divergencia ν de un haz a partir de los diámetros D_1, D_2 separados a una distancia l entre ellos.

Otra característica fundamental de un haz es el espectro de longitudes de onda en el que emite, conocido como *ancho espectral*. En el caso de un láser, la emisión se realiza en un angosto espectro de longitudes de onda y resulta interesante estudiar la emisión del mismo para determinar su ancho espectral y su longitud de onda principal. Al analizar la intensidad I del haz en función de la longitud de onda λ , se puede modelar por una campana de Gauss:

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3)$$

donde I_0 es el valor máximo de intensidad, λ_0 es la longitud de onda principal y σ es la desviación estándar. El ancho espectral corresponde al rango de longitudes de onda que están a distancia σ del valor principal λ_0 [4].

Existen elementos en el campo de la óptica no lineal cuya función es transformar un haz con cierta longitud de onda en otra diferente. Los cristales KTP constan de un eje ordinario y extraordinario, análogo a los materiales birrefringentes, y dependiendo de la polarización incidente sobre ellos, son capaces de transformar un haz de $1064nm$ en uno con la mitad de la longitud de onda, es decir $532nm$; esto conlleva a un haz con el doble de frecuencia. Este proceso recibe el nombre de '*generación del segundo armónico*' [5].

El objetivo de este trabajo es alinear una cavidad resonante en forma de 'V' para caracterizar la potencia, la divergencia y el espectro de longitudes de onda del láser de diodo e infrarrojo generado por un cristal amplificador Nd:YAG. Además, ~~se generan~~ diferentes modos TEM del haz infrarrojo variando levemente la disposición experimental a través de los tornillos micrométricos de los espejos, analizándose el patrón de intensidades. También, se obtiene el segundo armónico del láser infrarrojo utilizando un cristal KTP y un divisor de haz, y se estudia el espectro de longitudes de onda que abarca el mismo.

2. Desarrollo Experimental

Se alineó una cavidad resonante en forma de 'V' con un láser de He-Ne con longitud de onda de **633nm**. El haz rebota en una serie de espejos planos para ingresar a la cavidad resonante por medio de un espejo cóncavo. El láser llega hasta el centro de un cristal Nd:YAG reflejándose y volviendo a impactar sobre el espejo curvo para desviarse hacia un espejo plano de 98 % de reflectividad. Parte del haz atraviesa el mismo y otra parte vuelve a impactar sobre el espejo cóncavo, volviendo al cristal Nd:YAG y repitiéndose el ciclo.

Se tiene especial cuidado en que los haces reflejados por cada elemento dentro de la cavidad en 'V' sigan el mismo camino óptico por el que incidieron; esto se logra a través del ajuste de los tornillos micrométricos que poseen los espejos de dicha cavidad. Las distancias existentes entre el espejo cóncavo con el cristal Nd:YAG y el espejo plano dentro de la cavidad resonante se muestran en la figura 3.

Se midió la potencia del láser de diodo e infrarrojo con el detector ThorLabs Optical-Power-Meter-PM100D(2012) [7] y el espectro de longitudes de onda de los mismos con el espectrómetro ThorLabs CCS200-CompactSpectrometer [8]. Además, se utiliza un espejo plano a la salida de la cavidad resonante para que el haz logre desviarse hacia una pantalla. La misma se la utiliza para estudiar el perfil de intensidad del láser al modificar los tornillos micrométricos del espejo cóncavo, formando los diferentes modos TEM. Para estos últimos, se utilizó la cámara de celular Motorola G8 Power y se analizó la intensidad medida usando la distribución Fiji en ImageJ. La disposición de los elementos utilizados se muestran en la figura 4.

Para la generación del segundo armónico, se utilizó un cristal KTP fuera de la cavidad resonante, montado en un posicionador, y una lente convergente con distancia focal de $100mm$. Con la lente se logra enfocar el láser a la salida de la cavidad en forma de 'V', de manera que ingrese en el KTP y se obtenga a la salida del mismo un láser con longitud de onda de $532nm$ (verde) como segundo armónico (ver figura 5). Al rebotar el haz sobre un espejo plano, se dirige a un divisor que tendrá como objetivo separar por un lado el láser infrarrojo de $1064nm$ con su segundo armónico de $532nm$. Este divisor cuenta con una eficiencia máxima cuando el láser ingresa con un ángulo de 45° donde, aproximadamente, el 4% del haz infrarrojo está presente en la dirección que se propaga el segundo armónico generado.

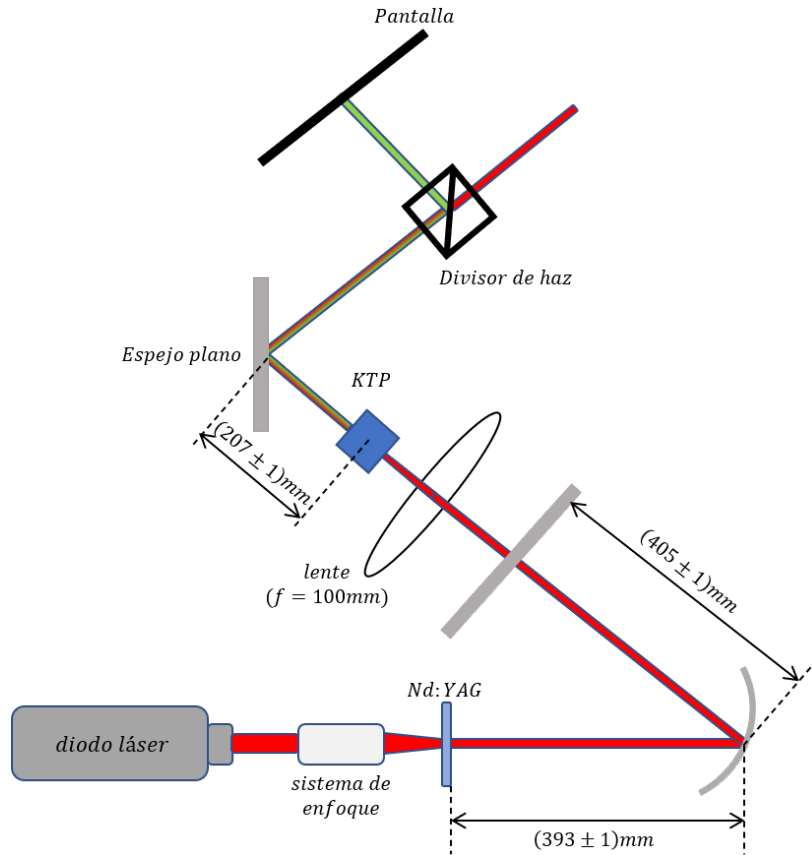


Figura 5: Disposición experimental para la generación y caracterización del segundo armónico del láser infrarrojo utilizando un cristal KTP y un divisor de haz.

3. Resultados

Con el fin de caracterizar la respuesta del láser de diodo y observar a qué rango de trabajo supera la corriente umbral, se obtuvieron los datos de potencia en función de la corriente de alimentación (ver figura 6). Se observó una respuesta lineal en los datos obtenidos para un rango de $0.75A$ a

2.38A; se estimó que la corriente umbral del mismo esta entre 0.5A y 0.75A. Asimismo, la potencia máxima obtenida fue de $(1,587 \pm 0,079)W$. El ajuste superó el **test estadístico *PearsonR***, indicando una correlación lineal entre los datos experimentales, obteniéndose un valor de 0,99.

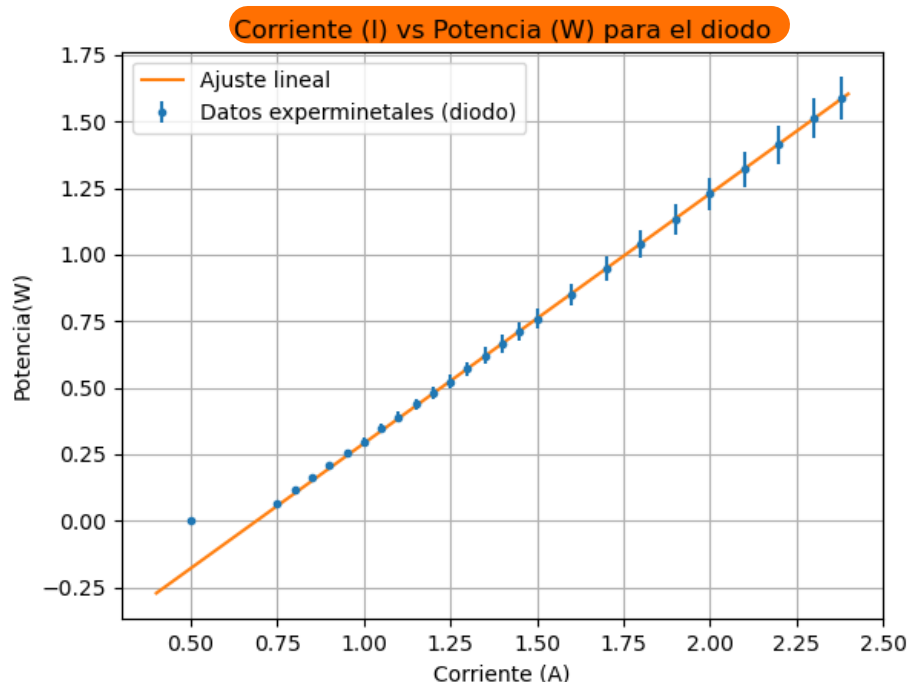


Figura 6: Potencia emitida (W) por el láser de diodo en función de la corriente de alimentación (A). Se realizó un ajuste lineal para los datos en un rango de 0.75 A a 2.38A.

Hubiera sido más interesante que grafiquen una curva de eficiencia, expresada como potencia del Nd:YAG vs potencia del diodo láser

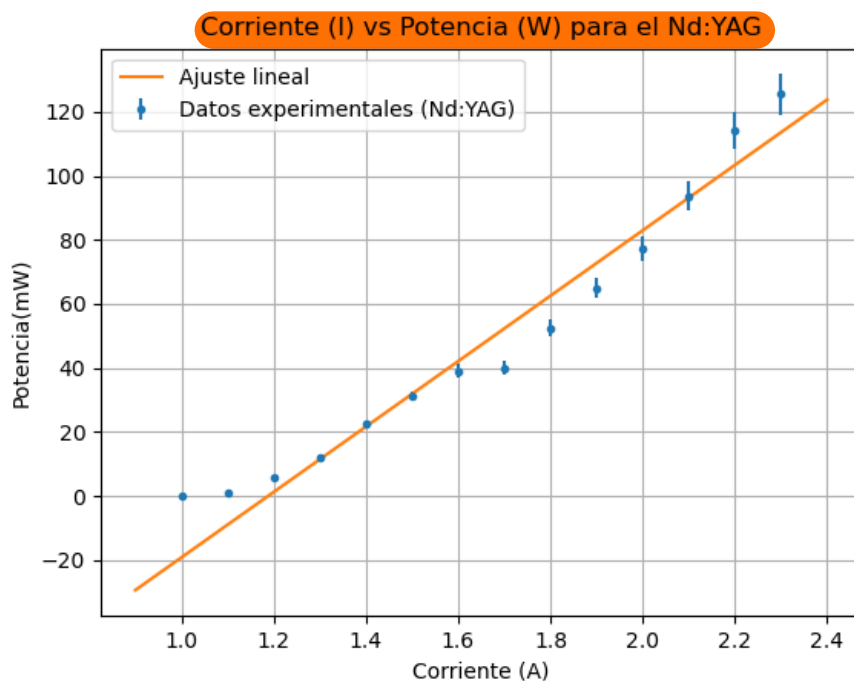


Figura 7: Potencia (mW) del láser producto de la cavidad en 'V' en función de la corriente (A) que alimenta al láser de bombeo. Se realizó un ajuste lineal para el rango de 1,1A a 2,3A.

Se caracterizo la eficiencia del láser Nd:YAG infrarrojo a la salida de la cavidad (ver figura 7) mediante el mismo método, procurando estar en un modo TEM_{00} (campana de Gauss). En este caso, en el rango de $1.2A$ a $2.38A$, no se observó una clara tendencia lineal; es más, se obtuvieron oscilaciones alrededor del ajuste que podrían ser atribuidas a la inestabilidad del espejo cóncavo en la cavidad o imperfecciones en el mismo. Particularmente, en la alineación se observó que la reflexión del espejo plano en el cóncavo no era puntual sino que se trataba de una 'mancha' amorfa. Aun así, el test estadístico indica una correlación lineal entre estos datos (test de $PearsonR$ de 0,98), por lo que estas oscilaciones resultan estar acopladas a una respuesta lineal.

Por otro lado, se observó una corriente umbral de $1A$ y la potencia máxima se obtenida fue de $(125,5 \pm 6,3) mW$; este valor es mucho menor a la potencia del láser de bombeo, por lo que la eficiencia de conversión para la cavidad armada resultó ser de, aproximadamente, un 8 %. Este valor indica una gran pérdida de potencia partiendo del láser de bombeo, siendo una desventaja del láser armado. Se debe tener en cuenta que esta eficiencia depende, en gran parte, de la cavidad y del alineamiento del haz. Mejorando la alineación para conseguir la conversión de la segunda armónica, se ha podido llegar a $250 mW$ de potencia. Además, se informa la presencia de luz proveniente del láser de diodo a la salida de la cavidad, indicando que sólo se está convirtiendo una parte del láser de bombeo.

Se pudo obtener diferentes perfiles de intensidad en el láser que corresponden a los modos TEM_{pq} con sus respectivas nomenclaturas teóricas en la figura 8. Se le aumentó el brillo y el contraste a las imágenes para obtener una mejor calidad y distinción entre modos.

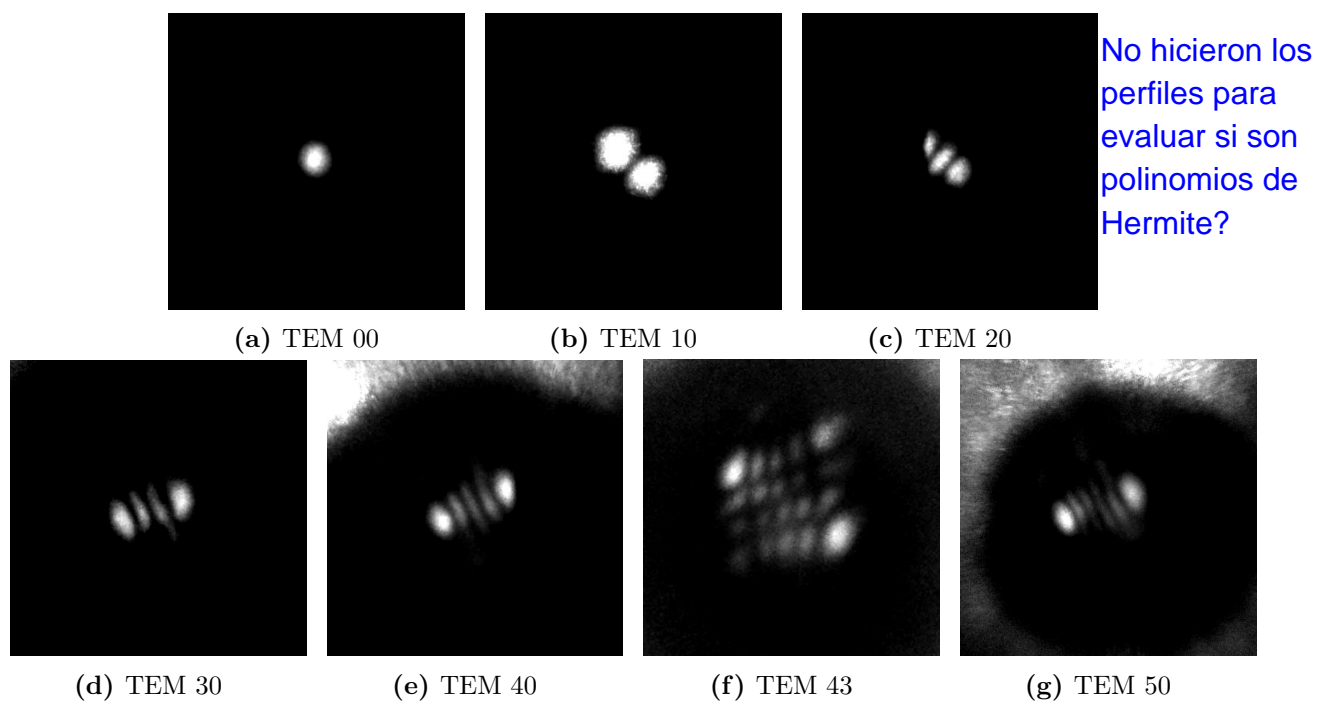


Figura 8: Modos TEM capturados.

En el modo TEM_{00} (campana de Gauss), se realizó análisis para estudiar la divergencia del haz. Se ajustó la intensidad de imágenes tomadas a dos distintas distancias con una curva Gaussiana, según la ecuación (1), evaluando cómo cambian los parámetros de la misma a medida que se aleja del láser (ver figura 9).

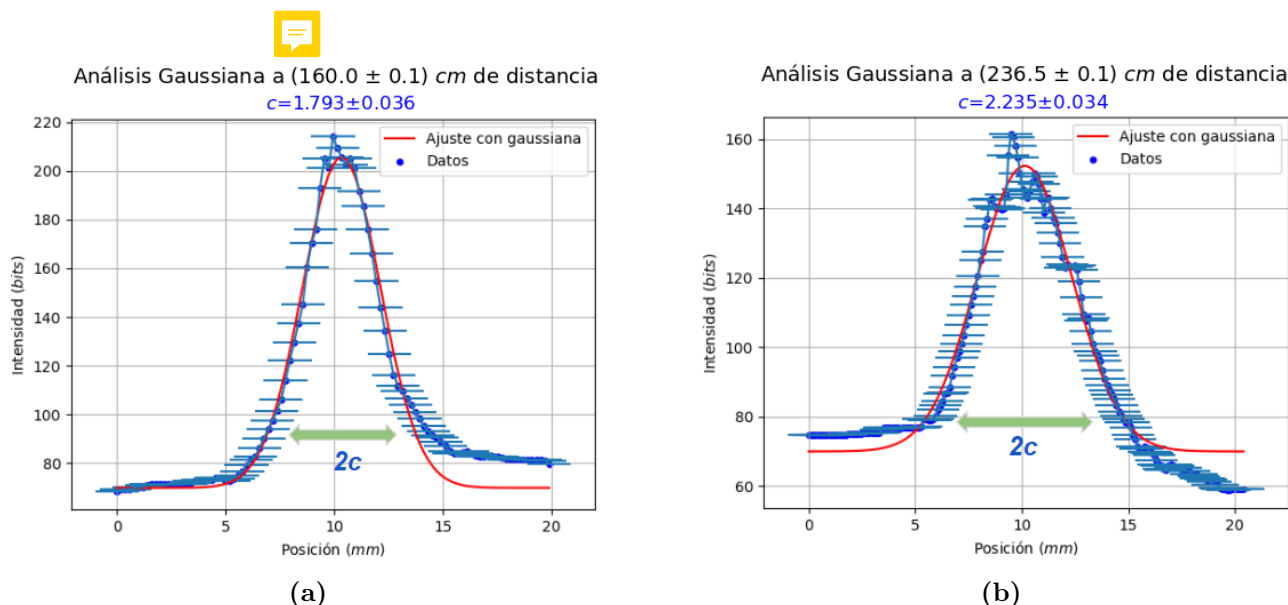


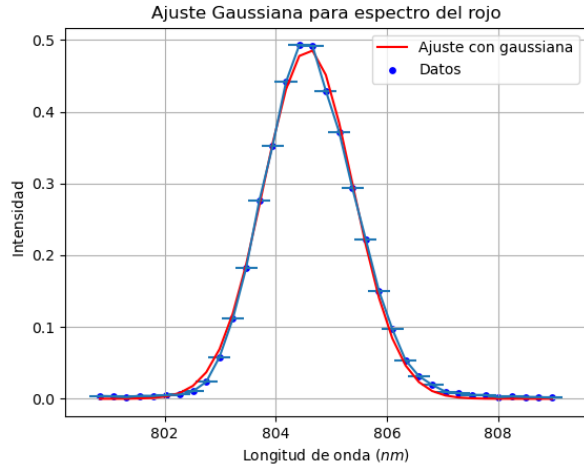
Figura 9: En (a) se muestran los datos obtenidos de la intensidad del laser para una distancia de $(160,0 \pm 0,1)\text{cm}$, mientras que (b) corresponde a una distancia de $(236,5 \pm 0,1)\text{cm}$. En azul los datos experimentales y en rojo el ajuste gaussiano al cual se le introdujo un offset de 70. En verde se ve el parametro tomado como referencia para el ancho del haz.

Se puede observar que los datos experimentales presentan efectivamente una forma Gaussiana y que el ajuste pasa alrededor de ellos salvo en los extremos donde se presenta una asimetría. Esta asimetría se atribuye a la forma en la que se tomaron las fotos, ya que se alumbró desde un lado y se modificó el tiempo de exposición de la cámara para que la intensidad no sature. Esto produjo que la campana de Gauss presente un offset asimétrico en ambos extremos, dado que el alumbramiento genera mayor intensidad de un lado. Se obtuvo un χ^2 reducido de 0,55 para el patrón a $(160,0 \pm 0,1)\text{cm}$ y un χ^2 reducido de 0,33 para la distancia de $(236,5 \pm 0,1)\text{cm}$; esto indica una sobre-estimación del error. Los otros parámetros de ajuste se encuentran en el Apéndice A.2.

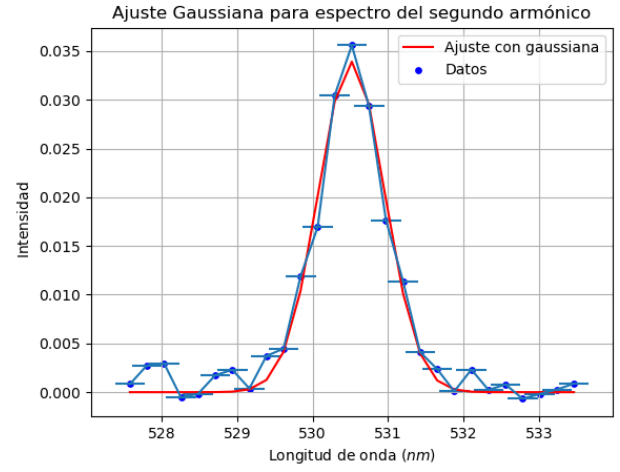
Para caracterizar la divergencia del haz, según la ecuación (2), se utiliza dos veces la desviación estándar del ajuste c obtenido para los perfiles de intensidad Gaussianos de la figura 9. La divergencia ν del haz fue de $(1,153 \pm 0,007)$ mrad, coincidente con el orden esperado para un láser. Esto implica una gran mejoría con respecto a la del haz del diodo, que puede presentar una divergencia en el rango de 209 mrad a 559 mrad. El uso de una cavidad en 'V' y un amplificador Nd:YAG mejora la colimación del láser de bombeo en dos ordenes de magnitud, que representa una ventaja para el láser armado.

Por otro lado, utilizando un KTP por fuera de la cavidad, se pudo convertir el haz infrarrojo en un láser en el espectro visible de color verde. Se utilizó un separador de haces para discriminar entre estos rayos. Sin embargo, no fue posible analizar la eficiencia del cristal debido a no alinear lo suficientemente bien como para obtener una potencia del haz visible considerable que despreciara el 4% de luz infrarroja (con una potencia media de 6,25 mW), que deja pasar el divisor. Además, la luz perteneciente al diodo, filtrada a través de la cavidad, no era separada por el divisor de haz. Esto condujo a que las potencias leídas por el detector contenían ruido infrarrojo y del rojo visible, con intensidad de órdenes de magnitud mayores al verde. Se infiere que la baja intensidad obtenida para este último haz fue causada por la lente utilizada y las distancias empleadas: la convergencia del haz sobre el KTP no era óptima. Se podría lograr una mejor conversión utilizando una lente para que el haz de salida sea plano y luego una lente convergente con foco en el KTP.

Se analizó el ancho espectral del haz verde y del diodo bajo un tiempo de integración de 200ms y 10ms respectivamente (ver figura 10 y tabla 1); se ajustó a ambos por una campana de Gauss dada la ecuación (3). El dispositivo no llega a registrar el haz infrarrojo debido a su propia limitación (detecta hasta longitudes de onda de 1000nm).



(a)



(b)

Figura 10: En (a) el espectro observado para el diodo láser, en (b) para el segundo armónico. En azul, los datos experimentales obtenidos y en rojo un ajuste gaussiano del espectro.

	Gaussiana rojo	Gaussiana segundo armónico
I_0	$0,487 \pm 0,004$	$0,034 \pm 0,001$
λ_0	$804,582 \pm 0,008$	$530,517 \pm 0,016$
σ	$0,808 \pm 0,008$	$0,439 \pm 0,016$

Tabla 1: Parámetros de los ajustes de la figura 10, donde I_0 corresponde a la intensidad máxima, λ_0 a la longitud de onda principal y σ a la desviación estándar.

Se consideró que la diferencia del tiempo de integración solo afecta al parámetro de la amplitud I_0 de manera multiplicativa y, como se puede observar, los datos experimentales para ambos láseres siguen un patrón Gaussiano cuyo ancho espectral (correspondiente a 2σ) es de $(1,616 \pm 0,016)nm$ para el diodo láser y de $(0,878 \pm 0,032)nm$ para el haz verde. Por lo que, si bien no puede estimarse cuál es el ancho espectral del láser infrarrojo, ya que está por fuera del rango de detección, puede decirse que, mediante la utilización del Nd:YAG y un KTP, se obtiene un láser verde con un espectro mucho más angosto que el láser de diodo; en particular, se tiene un ancho espectral de, **aproximadamente**, un 45,7% menor. Esto se traduce en una mejor coherencia temporal.

Para el ajuste en el caso (a) de la figura 10, se obtuvo un χ^2 **reducido** de 0,67: esto indica un buen ajuste con una **sobre-estimación del error**. Para el segundo gráfico (b), se obtiene un χ^2 elevado (de 3 ordenes de magnitud): esto es debido a la señal medida, pues tiene mucha menor intensidad que la primera y el ruido es apreciable al subir el tiempo de integración. Este ruido proviene del mismo instrumental y de luz externa que llega a la fibra óptica receptora.

Por otro lado, la longitud de onda principal λ_0 obtenida para el láser de diodo (ver tabla 1) fue de $(804,582 \pm 0,008)nm$, que sugiere una medida mucho más precisa que la informada por el fabricante de $(800 \pm 3)nm$. También, la longitud de onda principal encontrada para el haz verde fue de $(530,517 \pm 0,016)nm$ que, **si bien no coincide con el valor esperado** de 532 nm, se encuentra a 0,28% de este, aproximadamente. Se observa que el cristal genera una segunda armónica a partir del láser de 1064 nm.

4. Conclusión

Se logró armar una cavidad resonante en forma de 'V' con un diodo láser como fuente de bombeo y un cristal Nd:YAG como amplificador y, con ello, obtener diferentes modos TEM_{pq} .

El láser de salida tuvo una potencia de $(125,5 \pm 6,3)mW$ con la que se obtuvo una eficiencia de conversión de, aproximadamente, un 8 %. Esta eficiencia resulta baja pero se logró demostrar que el láser infrarrojo posee una gran colimación, con una divergencia de $(1,153 \pm 0,007)mrad$, comparada con los $209mrad$ a $559mrad$ del láser de bombeo. Además, al agregar un cristal KTP a la disposición se logró convertir parte de este haz en uno de luz visible (verde) y con ello ver que el haz de salida posee una mejor coherencia temporal, expresada en un ancho espectral más angosto. En el caso particular del haz verde, se obtuvo un ancho espectral de $(0,878 \pm 0,032)nm$: un 45,7 % más angosto que para el diodo láser.

Mediante el análisis espectral, se obtuvo que la longitud de onda principal para el haz verde fue de $(530,517 \pm 0,016)nm$, el cual se encuentra cercano al valor esperado de $532 nm$. Para el láser de diodo, este método proporcionó una medición más precisa que la exhibida por el fabricante.

No se logró medir la eficiencia de conversión de la segunda armónica del cristal KTP debido a que se esperaban conversiones más altas y las obtenidas eran comparables con el ruido en rojo e infrarrojo generado por los otros láseres. Se propone usar un sistema de dos lentes convergentes para lograr una mejor localización del haz sobre el cristal: una para lograr un haz plano y la otra para la convergencia. Así, se lograría minimizar el ángulo de aceptación logrando eficiencias más altas.

Referencias

- [1] Guía de ejercicios de láser, Departamento de Física, UBA (Argentina), 2023. http://materias.df.uba.ar/15a2023v/files/2023/02/laser_Guia.pdf
- [2] Siegman, A. E. (1986). Lasers. University Science Books. Capitulo 14.
- [3] U.S. Laser Corporation. (n.d.). Laser Beam Divergence.(2015)
<https://web.archive.org/web/20151120123452/http://www.uslasercorp.com/envoy/diverge.html>
- [4] Saleh, B. E. A., Teich, M. C. (2007). Fundamentals of photonics. Wiley. Capitulo 15
- [5] Perkins, R. T. (1986). Efficient second-harmonic generation in KTP crystals. Applied Physics Letters, 48(15), 937-939.
- [6] SDL2372P1 datasheet.
<https://www.datasheetarchive.com/pdf/download.phpid=b4c6294083f510b5fdc2f97fcd1a34cfc581&type=M&term=SDL2372P1>
- [7] Thorlabs. (2015). PM100D optical power meter user manual (Rev. L).
<https://www.thorlabs.com/drawings/257069986b2e30d9-06CDD338-9D58-AD4D-F098334859EB111F/PM100D-Manual.pdf>
- [8] Thorlabs. (2014). CCS200 spectrometer user manual (Rev. J).
<https://www.thorlabs.com/drawings/257069986b2e30d9-06CDD338-9D58-AD4D-F098334859EB111F/CCS200-Manual.pdf>

Apéndice

A.1: Consideraciones de incertezas

Para las potencias observadas en las figuras 6 y 7, se utilizó el error instrumental exhibido por el fabricante (0.5 % de la medición). Además, se observó que este error esté dentro del rango de las fluctuaciones vistas a la hora de adquirir los datos.

Para el error en las medidas métricas en la figura 9, se utilizó un error instrumental de $1mm$ basado en la resolución de la hoja milimetrada utilizada. El error en bits no se consideró, pues se desconoce como las herramientas utilizadas pueden afectar la detección de intensidad de la cámara. Los errores de los parámetros están dados por el ajuste y la raíz cuadrada de la matriz de covarianza.

Para las distancias de la divergencia, se utilizó un error de $1mm$ correspondiente a la resolución de la cinta métrica.

El error en la divergencia fue calculado con propagación de errores:

$$\Delta(\nu) = \frac{4[l(\Delta(D_2) - \Delta(D_1)) + \Delta(l)(D_2 - D_1)]}{(D_2 - D_1)^2 + 4l^2}$$

El error en la figura 10 para las longitudes de onda fue de $0.2nm$, que es la resolución mínima del interferómetro utilizado. Para los parámetros del ajuste se utilizó la raíz cuadrada de la matriz de covarianza.

A.2: Tabla de parámetros

	Gaussiana a 160 <i>cm</i>	Gaussiana a 236.5 <i>cm</i>
<i>a</i>	$135,552 \pm 2,350$	$82,269 \pm 1,079$
<i>b</i>	$10,337 \pm 0,036$	$10,139 \pm 0,034$
<i>c</i>	$1,793 \pm 0,036$	$2,235 \pm 0,034$

Tabla 2: Parámetros de los ajustes de la figura 9, *a* corresponde a la amplitud, *b* a la posición del centro de la gaussiana y *c* a la desviación estándar o ancho a la mitad de la misma.