

# III. Cavity plegada - Láser de Nd:YAG

## Laboratorio 5

G. Capeluto, A. Amador, F. Rausch y M. Larotonda  
Departamento de Física - FCEyN UBA.

Versión revisada febrero 2024

### 1 Láser de Nd:YAG. Cavidades posibles

En el laboratorio hay espejos planos de varias reflectividades entre 80% y 98%, espejos curvos de alta reflectividad de 50 cm de radio de curvatura y hasta la fecha, un espejo curvo de alta reflectividad y 10 m de radio de curvatura. Con los primeros se pueden armar cavidades plano-paralelas, y con combinando estos con los espejos curvos, se pueden armar cavidades plegadas, formando una “V”, de manera de obtener cavidades estables, con un modo transversal del campo EM definido, sin recurrir a lentes intracavidad. El esquema de una de estas cavidades es como se muestra en la figura 1.

- Para qué uno querría tener cavidades con más de un “brazo”, es decir plegadas?

Alinear este tipo de cavidades plegadas es más complejo que una cavidad simple, sobre un único eje de propagación. Aparecen muchas reflexiones y todo se vuelve confuso. Una forma de alinear esta cavidad es utilizar el montaje previo: se puede armar inicialmente una cavidad plano-paralela o con un espejo curvo de salida (por ejemplo la que se armó en la primera parte de la práctica). **La emisión láser de esta cavidad sirve como haz de alineación!** La ventaja es que por un lado la longitud de onda es la misma que la especificada de los espejos, por lo que todos reflejan muy bien la luz y sólo hay reflexiones en primeras caras. Por otro lado, el haz de salida es normal al plano definido por el espejo de la barra de Nd:YAG, lo que implica que uno de los espejos ya está perfectamente alineado con ese haz. A partir de este haz, se pueden ubicar los otros elementos de la cavidad: el espejo curvo que pliega la cavidad, y sobre la reflexión de este el espejo plano que será el espejo de salida de la nueva cavidad. Así, la cavidad auxiliar queda “adentro” de la nueva. Una vez ubicado en forma grosera este espejo plano que cierra la nueva cavidad, la reflexión de éste debería volver sobre el haz. Si el haz vuelve y refleja sobre el espejo de la barra de Nd:YAG, y no está perfectamente alineado, a la salida de la cavidad se verán múltiples reflexiones formando un patrón rectangular o cuadrado de puntos. La alineación final del espejo de salida se realiza haciendo coincidir estas reflexiones múltiples en un único haz de salida. En esta situación es muy probable que la cavidad ya sea capaz de funcionar, por lo que se retira el espejo plano que conformaba la cavidad plana auxiliar. Si hecho esto el láser no funciona, probar a retocar mínimamente el espejo de salida hasta ver la mancha. Si no hay suerte, habrá que armar nuevamente la cavidad plano paralela auxiliar (no retire los espejos metálicos de alineación para el láser rojo).

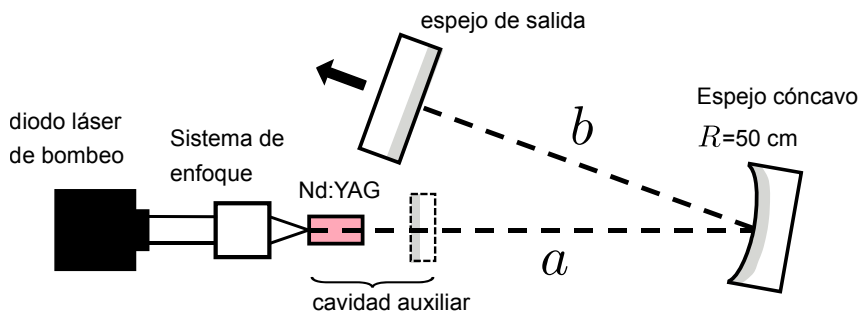


Figura 1: Esquema de la cavidad en “V” para los láseres de Nd:YAG bombeados por diodos del laboratorio.

Un tema importante es si la cavidad es capaz de confinar transversalmente un modo del campo electromagnético (o un rayo de luz, es casi equivalente): qué longitudes de los brazos  $a$  y  $b$  de esta cavidad satisfacen la condición de estabilidad?. Una cavidad con esta configuración es estable en una amplia región del espacio de estos dos parámetros libres. Despreciando el astigmatismo que produce la incidencia en ángulo sobre el espejo curvo, esta región es la que se muestra en la Fig. 2. La condición de estabilidad se explica en el documento “Formalismo de matrices  $ABCD$ .. etc etc.” que es material de la práctica.

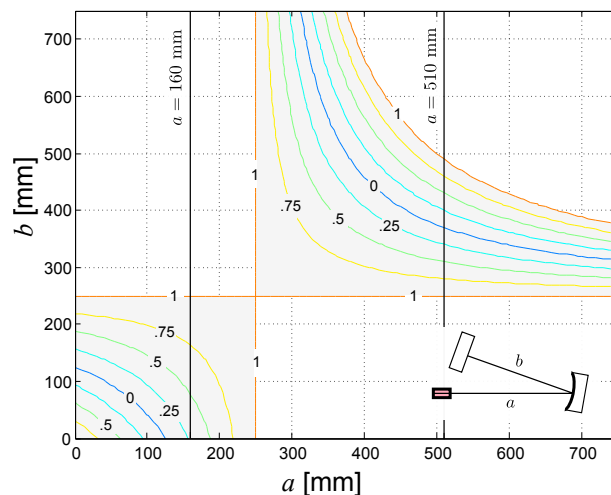


Figura 2: Diagrama de estabilidad para un modelo simplificado de la cavidad del láser de la práctica (desprecia astigmatismo, lente térmica y medio activo).

## 2 Eficiencia

Ya sea sobre las cavidades plano-paralelas o sobre las cavidades definidas estables, se puede levantar la curva de eficiencia del láser en función de la potencia de bombeo. Esta medición se puede hacer para distintas configuraciones de la cavidad, y para distintos espejos de salida. Obviamente, la medición debería hacerse para la condición de alineación óptima, es decir maximizando la potencia de salida. Si se mide cuidadosamente, con una cavidad estable, este experimento debería dar curvas como las que se observan en la figura 3, En una cavidad plano-paralela, que se encuentra en el límite de estabilidad, puede que la condición de alineación para máxima potencia difiera en función de la potencia de bombeo, ya que al encontrarse al límite de la condición de estabilidad los efectos térmicos (lente térmica, ver Ref. [1]) se magnifican.

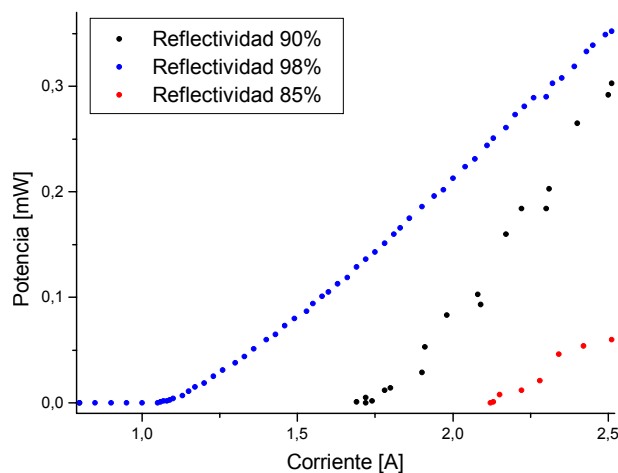


Figura 3: Curvas de eficiencia obtenidas para espejos de salida de distintas reflectividades, con una cavidad plegada.

### 3 Mode Matching

En una cavidad estable, el modo del campo EM en la cavidad está bien definido por la configuración de la cavidad. Por lo tanto, al variar las dimensiones de la cavidad, también cambiará el tamaño del modo sobre el Nd:YAG. Como el bombeo se enfoca sobre el Nd:YAG en un área definida, al cambiar el área del modo cambiará la ganancia de la cavidad. Esto se puede observar midiendo la corriente umbral de bombeo para distintas configuraciones de la cavidad. En la Figura 6 se muestran dos de estas mediciones, para dos valores fijos de  $a$  y variando  $b$  (ver figura 4). Al acercarse al límite de estabilidad en  $b \approx 250$  mm el tamaño del modo sobre el Nd:YAG se hace cada vez más grande (hacer las cuentas!), por lo que la fracción del área del modo que será amplificada es cada vez menor, provocando un aumento de la corriente umbral. En el otro extremo, el área del modo láser es menor que el área del bombeo, por lo que el umbral se reducirá; sin embargo la eficiencia no será buena porque se desperdicia una parte del volumen excitado. Existe una región óptima en los parámetros que es la que iguala aproximadamente los tamaños del modo láser y del bombeo. A esta condición se la denomina genéricamente *mode matching*.

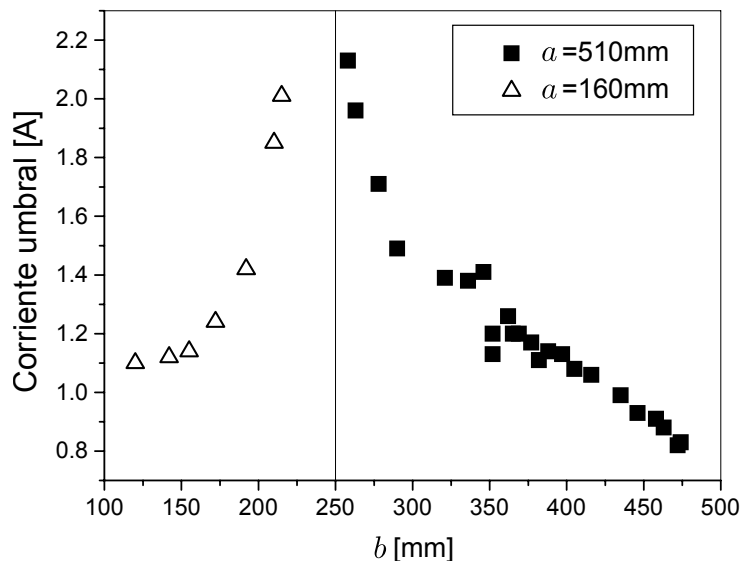


Figura 4: Valores de corriente umbral para distintas configuraciones de la cavidad. A partir de estos valores se puede inferir la diferencia de tamaño entre el modo definido de la cavidad y la sección del volumen de bombeo (dónde deposita la potencia óptica el haz de bombeo).

### 4 Modos transversales superiores

Con cavidades en V es fácil hacer que el láser funcione en un modo transversal superior. Con espejos de 98% de salida se pueden observar hasta modos  $TEM_{04}$ ,  $TEM_{22}$ , etc. La estructura espacial del modo se puede medir registrar con una cámara o medir con el método del filo: este consiste en mover un borde agudo como el de una hoja de afeitar a través del modo, pasando de taparlo completamente a dejarlo descubierto. La radiación que pasa por esta máscara se registra con un detector. Registrando el desplazamiento del filo y la intensidad incidente en el detector, se obtiene la distribución intensidad acumulada o sea la integral espacial del modo. En la figura 5 se muestran las mediciones y sus derivadas para los modos  $TEM_{00}$  y  $TEM_{01}$  usando este método

### 5 Componentes intracavidad: láser pulsado y generación de segunda armónica

Se pueden obtener modificaciones en el tipo de salida del láser introduciendo distintos componentes dentro de la cavidad. De los dos ejemplos que proponemos a continuación, uno permite obtener un funcionamiento pulsado del láser por *Q-Switch*, y el otro generar una nueva frecuencia óptica a partir de un proceso no lineal (generación de segunda armónica). Para una lectura más profunda de la teoría y práctica de cada uno de estos procesos se pueden revisar los textos de la bibliografía sugerida.

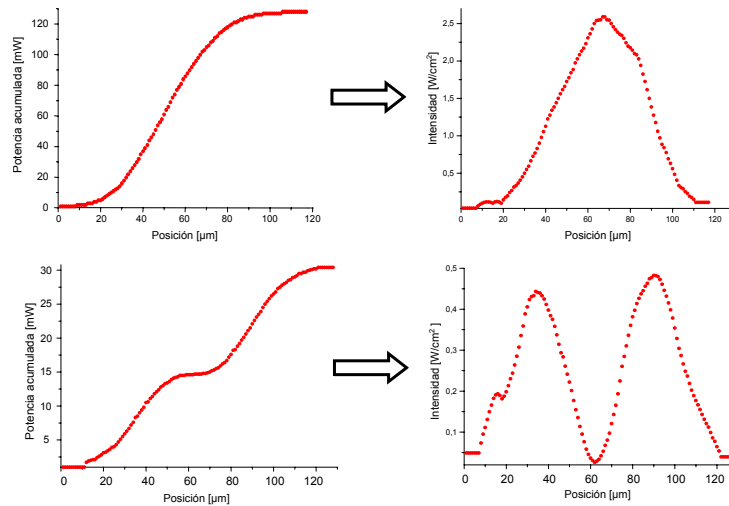


Figura 5: Medición de modos transversales con el método del filo (izquierda) y reconstrucción de la intensidad del haz a partir de la derivada numérica. Arriba: modo transversal TEM<sub>00</sub>. Abajo: modo TEM<sub>01</sub>.

El mecanismo de *Q-Switch* consiste en bloquear la cavidad elevando sus pérdidas y desbloquearla abruptamente. Si ya estudió el fenómeno transitorio de encendido del láser, sabe que las oscilaciones de relajación que se producen al cambiar las condiciones de funcionamiento generan pulsos cortos e intensos que van reduciendo su potencia pico y aumentando su ancho, hasta que el láser queda funcionando en su nueva condición estable. Dicho simplemente, *Q-Switch* aprovecha la primera de estas oscilaciones y luego vuelve a bloquear la cavidad. Entonces por cada desbloqueo y bloqueo el laser emite un pulso [2, 3].

### 5.1 *Q-Switch* activo

Para armar un láser pulsado por *Q-Switch* utilizamos la cavidad en “V”. El largo de la cavidad y la reflectividad del espejo de salida, además de afectar el funcionamiento general de la cavidad, determinan la duración de los pulsos. Cavidades más largas y reflectividades mayores producen pulsos más largos. Para obtener pulsos de *Q-Switch* activo, en nuestro caso con un modulador acusto-óptico, lo único que se requiere es que el haz no sea diafragmado en las ventanas del modulador. Esencialmente es indiferente a su ubicación dentro de la cavidad. Por ejemplo, en una cavidad con  $a = 600$  mm,  $b = 350$  mm y un espejo de salida de 94% de reflectividad, se obtienen pulsos de unos 200 ns de duración FWHM. La frecuencia de repetición de los pulsos se puede variar desde la fuente del modulador, y está limitada por el tiempo de fluorescencia del Nd:YAG:  $\approx 230$   $\mu$ s. Se denomina *activo* porque lo que se inserta en la cavidad es un cristal electroóptico que cambia las pérdidas de la cavidad en función de una señal de radiofrecuencia controlada externamente. Existe un modo de generar *Q-Switch* en forma pasiva, que consiste en insertar en la cavidad un cristal absorbente (para láseres de Nd:YAG se usa Cr:YAG [4] que se trasparenta para alta potencia (satura su absorción), entonces en la presencia de una fluctuación de intensidad el cristal ofrece menos pérdidas y amplifica selectivamente esta fluctuación por encima del fondo continuo de fluorescencia; este proceso se repite con realimentación positiva en cada pasaje y amplificación, y genera un pulso.

### 5.2 Generación de Segunda Armónica

La generación de segunda armónica es un proceso que se da a partir de la polarización no lineal de un medio: los medios “lineales, isotrópicos y homogéneos” en los que la polarización es proporcional al campo eléctrico que se estudian en electromagnetismo son aproximaciones a materiales reales. Para amplitudes de campo eléctrico suficientemente grandes, los términos de orden superior cobran relevancia. En particular, en materiales no-centrosimétricos el término más relevante de la polarización, después del lineal, es el que depende en forma cuadrática con el campo eléctrico, es decir que acopla dos campos de entrada con uno de salida. Visto desde el punto de vista de una onda, lo que aparece es una distorsión no lineal de la polarización del medio, y toda distorsión genera armónicos. El resultado es que –con una eficiencia muy baja, y dependiente de la potencia del haz incidente– en este tipo de materiales se generan en forma paramétrica (no es fluorescencia) fotones del doble de la energía de los fotones incidentes [5, 6].

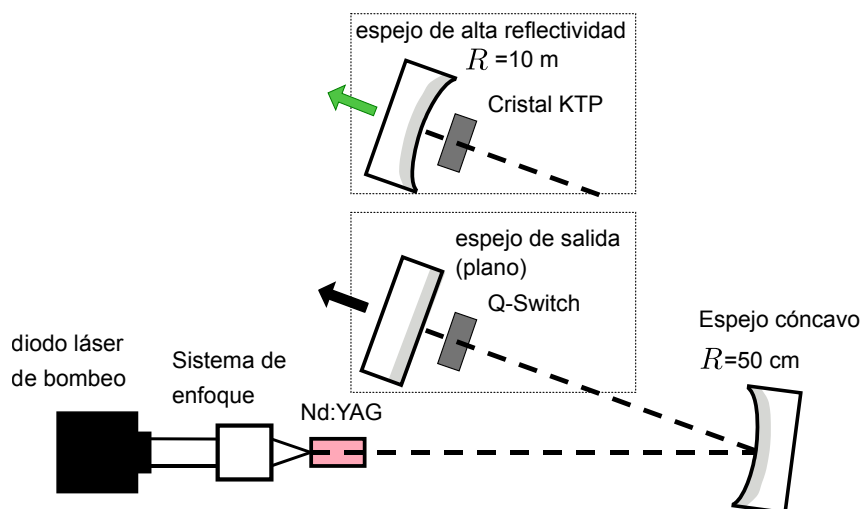


Figura 6: Configuraciones de la cavidad para generar pulsos de *Q-Switch* activo y para generar segunda armónica.

Por lo dicho, para generar segunda armónica con buena eficiencia es fundamental contar con una alta intensidad del campo, ya que la (baja) eficiencia este efecto es dependiente de la intensidad. Por lo tanto, usamos también una cavidad en V, pero con un espejo de alta reflectividad en vez del espejo de salida (este podría ser plano, pero como en el laboratorio no hay usamos uno de 10 metros de radio de curvatura). La configuración del sistema no es el óptima, ya que la radiación de segunda armónica sale de la cavidad por todos los espejos curvos al no tener éstos recubrimientos reflectantes para esta longitud de onda. De todas maneras sirve como demostración del efecto. El material no lineal utilizado para generar segunda armónica en 1064nm es el cristal KTP. Éste se ubica en una zona de la cavidad donde el modo sea lo más chico posible, tratando de maximizar la intensidad del campo (potencia por unidad de área) sobre el cristal.

En la figura 6 se muestra la disposición sugerida para los componentes de los experimentos de *Q-Switch* y generación de segunda armónica.

- Cómo intuye (puede hacer la cuenta) que es la distribución de intensidad, es decir el modo, adentro de la cavidad para estas configuraciones?
- Qué pasa si se ubica el modulador de *Q-Switch* afuera de la cavidad? Y el cristal KTP generador de segunda armónica?

La alineación del cristal es crítica para obtener buena eficiencia de doblado, y la eficiencia en función de la orientación del cristal teóricamente tiene una dependencia con el ángulo de incidencia del haz sobre el cristal  $\theta$  de la forma  $\sin(\theta)/\theta$ . Una vez alineado el cristal, se puede intentar observar la dependencia de la conversión con la potencia, típicamente cuadrática, levantando la curva de eficiencia para la onda fundamental y para la segunda armónica. Para esto es imprescindible separar de alguna forma el haz de 1064 nm y el haz de 532 nm (que emergen del cristal/cavidad totalmente colineales), porque la potencia del haz infrarrojo es varios órdenes de magnitud mayor que la del haz verde (532 nm). Se puede utilizar un prisma equilátero a tal efecto, de forma de separar ambos haces por dispersión en el material (Fig. 7).

## Lectura adicional

- B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 2019 (recomendado).
- A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, 1989 (muy bueno, puede resultar muy “cuántico”).
- A.E. Siegman. *Lasers*. University science books, 1986 (muy completo, difícil como primera lectura).

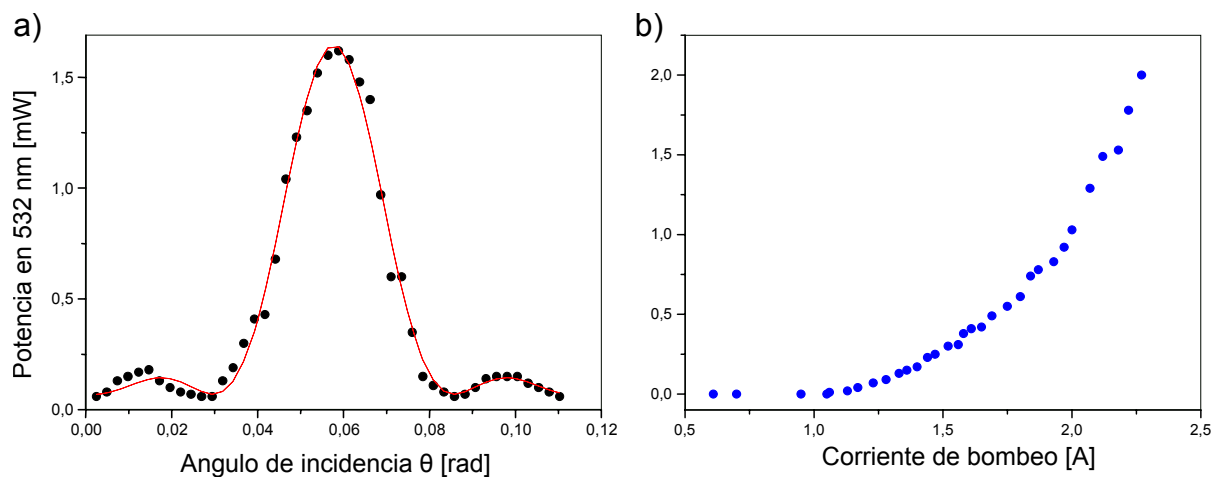


Figura 7: a) Potencia de segunda armónica (532 nm) en función del ángulo de incidencia del haz sobre el cristal, por medio de una matriz; b) Potencia de salida del haz de 532 nm en función de la corriente de bombeo (comparar con Fig. 3)

## Referencias

- [1] Xiaoyuan Peng, Lei Xu, and Anand Asundi. Thermal lensing effects for diode-end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> and Nd:YAG lasers. *Optical Engineering*, 43(10):2454–2461, 2004.
- [2] Amnon Yariv. *Quantum electronics*. John Wiley & Sons, 1989, capítulo 20.
- [3] R. Paschotta. Q switching. RP Photonics Encyclopedia, Oct 2006. Available online at [https://www.rp-photonics.com/q\\_switching.html](https://www.rp-photonics.com/q_switching.html).
- [4] R. Paschotta. Saturable absorbers. RP Photonics Encyclopedia, Sep 2008. Available online at [https://www.rp-photonics.com/saturable\\_absorbers.html](https://www.rp-photonics.com/saturable_absorbers.html).
- [5] R. Paschotta. Frequency doubling. RP Photonics Encyclopedia, Jul 2006. Available online at [https://www.rp-photonics.com/frequency\\_doubling.html](https://www.rp-photonics.com/frequency_doubling.html).
- [6] Amnon Yariv. *Quantum electronics*. John Wiley & Sons, 1989, capítulo 16.