

LASER DE TI:ZAFIRO PULSADO

A.L. Peuriot y A.A. Hnilo*

Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones
 Instituto de Investigaciones Científicas y Técnicas de Las Fuerzas Armadas
 (CITEFA-CONICET). Zofriategui 4380, 1603 Villa Martelli, Buenos Aires.

Se construyó un láser Ti-Zafiro excitado por la segunda armónica de un láser de Nd:YAG continuo con Q-switch activo (pulsos de 90 ns de duración) y repetición variable hasta 1 KHz. Se probaron distintos tipos de cavidad y acoplamiento de salida. Este prototipo es útil en el estudio de la dinámica no lineal de este tipo de láseres así como en mediciones de propiedades fotofísicas de colorantes.

I. INTRODUCCION

El láser de Ti-Zafiro es un nuevo tipo de láser sólido que tiene las propiedades de los láseres de colorantes (sintonizable en una campana de ganancia muy ancha) pero está casi libre de la amplificación de la emisión espontánea (principal fuente de pérdida en el láser de colorantes) y tiene además la sencillez de uso de los láseres sólidos. Ha sido empleado como láser sintonizable en la región de 690nm a 1000nm, región donde los láseres de colorantes son poco eficientes e inestables; y también como fuentes de pulsos láser ultracortos sin necesidad de mode-lockers activos ni pasivos, ni de bombeo sincrónico¹.

El ión de Ti^{3+} , con sólo un electrón de valencia, tiene la estructura de niveles de energía más simple de todos los iones activos-láser de los metales de transición (Cr^{3+} , Ni^{2+} , Co^{2+}). Como dopante en el cristal de Zafiro posee una configuración de niveles como muestra la Fig. 1. Estos niveles resultan de la ruptura en la degeneración del estado fundamental del ion Ti^{3+} por efecto del campo cristalino. Las transiciones electrónicas indicadas en la Fig. 1, muestran el esquema de cuatro niveles del láser. La flecha horizontal da cuenta de los procesos no radiativos que limitan la eficiencia cuántica de fluorescencia $\phi_f = \tau_r / \tau_r \cong 81\%$, donde τ_r y τ_f son los tiempos de decaimiento radiativo y de fluorescencia, respectivamente².

Energía $\times 10^3$ (cm^{-1})

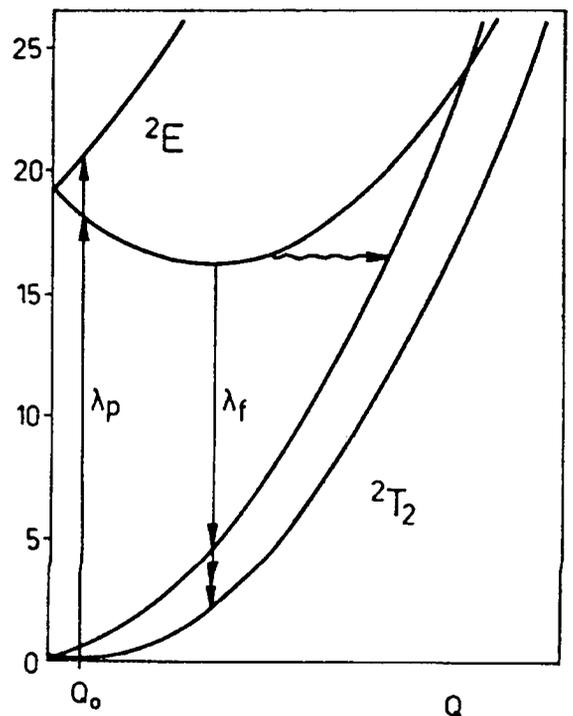


Fig. 1: Configuración de niveles de energía del $Ti:Al_2O_3$ en función de la coordenada generalizada de vibración de la red cristalina Q (adaptado de la Ref. 2).

Los espectros de absorción para la transición ${}^2T_2 \rightarrow {}^2E$ y de fluorescencia ${}^2E \rightarrow {}^2T_2$ se muestran en la Fig. 2. Los parámetros fotofísicos del $Ti:Al_2O_3$ se dan en la tabla Tabla 1.²⁻³

TABLA 1

Parámetros fotofísicos del Ti:Zafiro.²⁻³

Secc. eficaz de emisión est. máx.: $\sim 3.3 \cdot 10^{-19} cm^2$ a 795 nm
Tiempo de decaimiento de fluo.: $\tau_f = 3.15 \mu s$ a 300° K
Tiempo de vida radiativo: $\tau_r = 3.85 \mu s$
Indice de refracción: 1.76

* Investigador CONICET

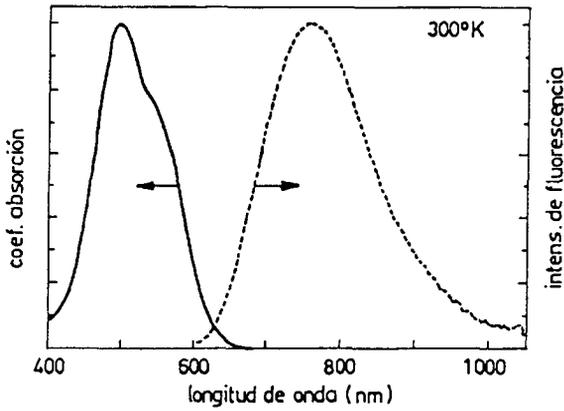


Fig. 2: Espectros de Absorción y de Fluorecencia del Ti:Zafiro a 300° K.

II. LASER DE BOMBEO

Como fuente de excitación se utilizó la segunda armónica de una láser de Nd:YAG continuo con Q-switch activo por medio de un modulador acusto-óptico, que genera pulsos de 300 μ J (perfil espacial momomodo TEM₀₀) y 90 ns FWHM a 532 nm, con una repetición variable hasta 1KHz.

El haz se focaliza en la barra de Ti:Zafiro a un radio (waist) del orden de 80 a 100 μ m y polarización paralela al eje c del cristal, a través de uno de los espejos de la cavidad como muestra la figura 3. El haz se mantiene aproximadamente colimado a lo largo de la barra y la absorción medida es del 90%.

III. CAVIDAD OPTICA

En este diseño se eligió un esquema de cavidad plegada formada por tres espejos M1-M2-M3 con una cintura interna w_0 donde se ubica el cristal (Fig. 3). Los espejos M2 y M3 tienen radios de curvatura $RC_2 (=2f_2)$ y RC_3 , respectivamente y M1 es plano. El ángulo entre espejos ($\cong 31^\circ$) se calculó para compensar el astigmatismo producido por la barra⁴.

Se utilizó una barra provista por Union-Carbide-Crystal Products, de 2 cm de longitud y 6 mm de diámetro con caras terminadas en ángulo de Brewster y un coeficiente de absorción nominal de $\sim 0.9/\text{cm}$ a 514 nm.

Utilizando matrices ABCD se analizó las propiedades del modo fundamental en la cavidad en función de dos variables, D y d (ver Fig. 3).

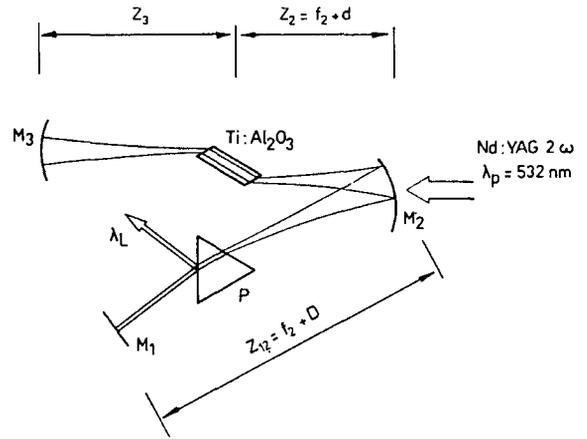


Fig.3: Esquema de la cavidad óptica. f_2 : distancia focal de M2.

Modificando, la separación $Z_2 = f_2 + d$ entre la barra y M2 se puede ajustar la cintura del haz en la cavidad a la cintura del haz de bombeo. La longitud de Raleigh en la barra $Z_R = (\pi/\lambda) (w_0)^2$, se relaciona con los parámetros de la cavidad por:

$$Z_R^2 = ((f_2)^2 / D - d) d. \quad (1)$$

que es la ecuación de una semicircunferencia de radio $(f_2)^2 / 2D$ en el plano (d, Z_R) , tal que Z_R (máximo) = $(f_2)^2 / 2D$. Al considerar que $Z_R^2 > 0$, de (1) resulta para que la cavidad sea estable:

$$0 < d < (f_2)^2 / D \quad (2)$$

donde D está determinado por la distancia entre M1 y M2, igual a $Z_{12} = (f_2 + D)$. Para este diseño se eligió: $Z_{12} = 30$ cm, $f_2 = 12,5$ cm (distancia focal de M2) y $RC_3 = 15$ cm.

La distancia Z_3 entre la barra y M3 está dada por,

$$Z_3 = (RC_3 / 2) + \sqrt{(RC_3 / 2)^2 - Z_R^2} \quad (3)$$

El espejo M3 está montado sobre una unidad de traslación que permite ajustar su posición a la condición (3).

En la Fig. 4 se representan los radios del haz en la barra (w_0) y sobre M1 (w_1), respectivamente, en función del parámetro d. La condición óptima se encuentra para d entre 3 y 5 cm.

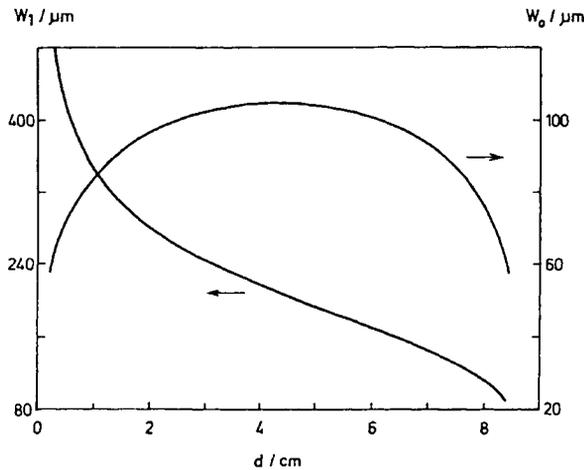


Fig. 4: Cintura del haz en la barra (w_0) y en el espejo de salida (w_1) en función del parámetro d .

Se ensayaron distintas configuraciones para el acoplamiento de salida del haz láser:

- 1) a través del espejo M1 parcialmente reflectante (reflectividad 83% ó 95%).
- 2) por medio de un prisma (flint) de 60° colocado entre M1 y M2, utilizando la reflexión en una de las caras (Fig. 3).
- 3) por reflexiones en las caras de una lámina inclinada en ángulo cercano al de Brewster.

IV. RESULTADOS

Dada la limitación en la energía del pulso de bombeo ($<200 \mu\text{J}$ absorbidos en la barra) el láser en la configuración 1) se encontraba cercano al umbral para el espejo de 83%. Los mejores resultados se obtuvieron con el espejo de 95%, alcanzándose una energía por pulso de $71 \mu\text{J}$ a una repetición de 100 Hz. No se observaron efectos térmicos apreciables en la barra. La eficiencia en energía es del 48%, cercano al valor teórico máximo: $\phi_m = \phi_f \cdot h\nu$ (láser) / $h\nu$ (bombeo) $\cong 54\%$.

Con la configuración 2) rotando el espejo M1 se

consigue un intervalo de sintonía de 715 a 845 nm con una energía por pulso de algunos microjoules. En la configuración 3), se obtienen resultados cercanos a la configuración 1), ajustando convenientemente el ángulo de la lámina.

Se obtuvo un haz de simetría cilíndrica con máxima intensidad en su centro. Modificando la alineación del haz de bombeo o del espejo M3 se obtienen modos tipo Gauss-Hermite y Gauss-Laguerre de orden superior.

Se midió un ancho de pulso de 180 ns FWHM. Este comienza 800 ns después del pulso de bombeo, retraso que está determinado por el tiempo de vida del nivel láser superior ($\sim 3 \mu\text{s}$) y el bajo nivel; de excitación, generando un pulso por "conmutación de la ganancia" (gain-switched), como ocurre en un láser de CO_2 TEA.

Estos resultados indican que el láser opera cercano al umbral, donde el efecto de la amplificación de la emisión espontánea es despreciable, lo que permite obtener máxima eficiencia.

AGRADECIMIENTOS

Queremos expresar nuestro agradecimiento al Dr. Oscar E. Martínez del Dto. de Física de la Fac. de Ciencias Exactas y Naturales de la UBA, por habernos facilitado el espejo de acoplamiento de salida de 95%.

REFERENCIAS

1. D. Spence, P. Kenn and W. Sibbett, *Optics Lett.* **16**, 42-44. (1991).
2. P. Alberts, E. Stark and G. Huber, *J. Opt. Soc. Am.* **B3**, 134-139 (1986).
3. P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am.* **B3**, 125-133 (1986).
4. H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes y C. V. Shank *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8**, 373-379 (1972).