

# Diseño y construcción de láseres de pigmento

Manuel Fernández G. y Raúl Rangel R.

*Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa,  
Apartado postal 55-532, México, D.F.*

(Recibido el 31 de mayo de 1989; aceptado el 2 de octubre de 1989)

**Resumen.** Se describen las diversas posibilidades y el desarrollo histórico de los láseres de pigmento. En base a su principio de operación se discuten los criterios de diseño y la construcción de diversos prototipos. Finalmente se describen los procedimientos de caracterización y la evaluación de nuestro sistema láser más reciente.

**PACS:** 42.55.Mv; 42.60.By

## 1. Introducción

El láser de pigmento utiliza un pigmento orgánico disuelto en algún solvente como medio activo de emisión, el cual es bombeado ópticamente en general, por otro láser o por una lámpara de destello.

Los pigmentos son compuestos orgánicos con enlaces dobles conjugados, lo que hace que los electrones no estén localizados y se muevan en un potencial electrostático casi constante a lo largo de toda la molécula, es decir, se puede suponer que dichos electrones se encuentran en un pozo de potencial muy ancho por lo que sus niveles de energía forman un cuasicontinuo, lo que resulta en espectros de absorción y emisión con bandas muy anchas del orden de 5 nm, como se muestra en la Fig. 1. Esta característica tan peculiar le confiere a los láseres de pigmento su aspecto más sobresaliente: en estos sistemas se puede variar la longitud de onda que emiten, es decir, son sintonizables dentro de un amplio rango de frecuencias. La forma de conseguirlo es usando una cavidad resonante a una porción pequeña de las frecuencias emitidas, lográndose además, debido al ensanchamiento homogéneo, conducir toda la energía a esa frecuencia.

La posibilidad de sintonía y la posibilidad de cubrir todo el espectro visible con unos cuantos pigmentos distintos, han hecho de estos láseres una herramienta muy importante para la espectroscopía de alta y ultra alta resolución [1]. Estos láseres se pueden operar de manera pulsada, obteniéndose pulsos de luz muy intensos y cortos, lo que por un lado permite su uso en espectroscopía de resolución temporal [2], y por otro los hace idóneos para experimentos de óptica no lineal, donde se requiere intensidades altas para producir efectos apreciables.

Es la necesidad de contar con fuentes coherentes, sintonizables y potentes de luz para realizar experimentos de óptica no lineal (*v. gr.* generación de armónicos y conjugación de fase) lo que nos llevó a construir láseres de pigmento.

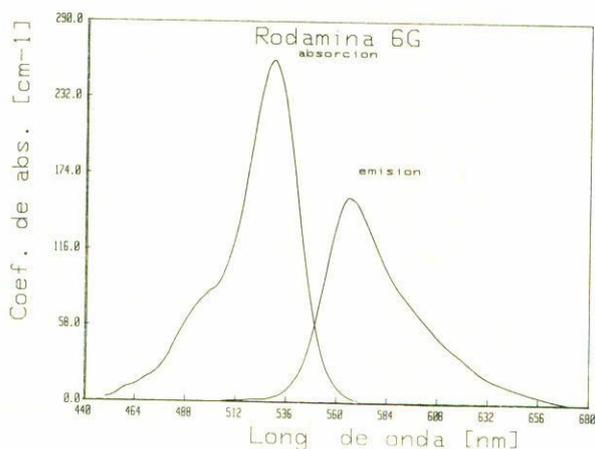


FIGURA 1. Curvas de absorción y emisión de la rodamina 6G disuelta en etanol, obtenidas a una concentración de  $1 \times 10^{-5}$  molar.

La estructura de este artículo es la siguiente: En la Sec. 2 se presentan los antecedentes del presente trabajo y consideramos las diversas posibilidades y características de los láseres de pigmento, así como una descripción histórica del desarrollo que hemos hecho de este tipo de láseres. La Sec. 3 contiene la teoría de operación donde se describen los principios de operación de un láser de este tipo, para que a continuación, en la Sec. 4, llamada Diseño y construcción se describan en detalle las diferentes partes de los láseres construidos: a) el sistema de bombeo, b) el medio activo, c) la cavidad, y por último d) su caracterización. En la Sec. 5 se vierten las conclusiones del trabajo.

## 2. Antecedentes

El resonador óptico en un láser de pigmento es de fundamental importancia debido a que no sólo confina al campo electromagnético, sino que además selecciona la frecuencia de alta ganancia del sistema. Existen dos tipos de cavidad para estos sistemas, que son de onda estacionaria y de anillo; por otro lado, dependiendo de si el bombeo es pulsado o continuo, el láser de pigmento es a su vez pulsado o continuo. Los sistemas pulsados, como los que hemos desarrollado, exhiben energías muy altas en tiempos muy cortos, sin embargo, tienen anchos de banda limitados por la transformada de Fourier de la envolvente del pulso; por esta razón, la cavidad que se utiliza en ellos es siempre de onda estacionaria, pues la inestabilidad debida a la distribución espacial de la inversión de población no es relevante. La cavidad es comúnmente inestable, pues los efectos de difracción del volumen activo son dominantes en la fase del frente de onda producido, dejando en segundo término la curvatura de los espejos del resonador [3]. En estos sistemas, la ganancia por paso

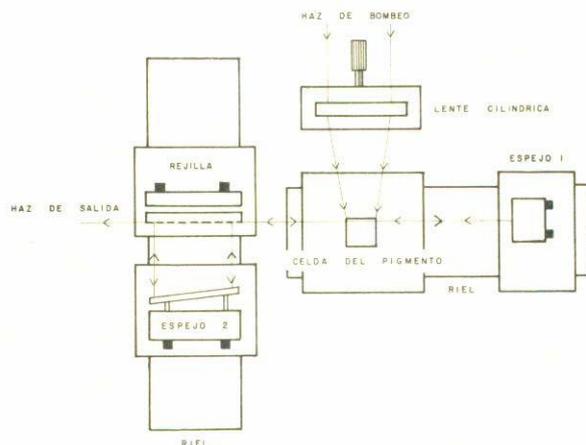


FIGURA 2. Diagrama del láser de pigmento en vista superior.

en el volumen activo es altísima, lo que permite cavidades con un factor de calidad  $Q$  relativamente bajo. La selección en frecuencia se lleva a cabo por un elemento intracavidad cuya absorción, dispersión o difracción dependen fuertemente de la frecuencia. Para este propósito se han utilizado absorbedores, prismas y rejillas de difracción, siendo estas últimas las más utilizadas actualmente debido a su fuerte dependencia angular contra la frecuencia. El sistema comúnmente conocido como de tipo Hänisch [4] utiliza una rejilla en montaje de Littrow con un telescopio ligeramente fuera de eje como expansor. El propósito del expansor es doble, por un lado evita que el haz quemé la rejilla y por otro, al aumentar el número de líneas de la rejilla iluminadas, aumenta su resolución. En el sistema más reciente tipo Littman Metcalf [5], se ilumina la rejilla en ángulo rasante, expandiendo el haz con la misma rejilla y eliminando así el expansor (Fig. 2). Cabe mencionar que el telescopio expande en las dos direcciones ortogonales a la propagación del haz, mientras que la rejilla en ángulo rasante lo hace sólo en una, sin embargo, la resolución del elemento difractor no depende del largo de sus líneas, sino solamente del número de líneas que son iluminadas.

El medio activo es un pigmento orgánico generalmente disuelto en alcohol, con alrededor de nueve distintos pigmentos que se puede cubrir continuamente todo el espectro visible. El defecto de energía entre el haz de bombeo ultravioleta y la emisión visible del pigmento se traduce en calor, este calor aumenta la temperatura del solvente y degrada al pigmento. Para evitar este efecto se utilizan tres opciones: agitar magnéticamente el líquido en una celda de cuarzo, circular el líquido a través de una celda de flujo por medio de una bomba centrífuga, o circular el líquido produciendo un chorro a través de una tobera.

Las fuentes de bombeo comúnmente utilizadas son láseres que emiten en el verde, por ejemplo de iones de argón (que opera de manera continua) y Nd:YAG doblado en frecuencia, que opera de manera pulsada o continua; o láseres que emiten

en el ultravioleta (UV) como son el de nitrógeno molecular, de excímero y Nd:YAG triplicado en frecuencia que operan en forma pulsada. También se utilizan lámparas de destello que generan radiación en una región muy amplia del espectro y su operación es pulsada, aunque su uso es cada vez más escaso debido a la dificultad de concentrar la radiación eficientemente y a su corta vida útil. Las curvas de absorción de los pigmentos tienen generalmente máximos de absorción alrededor de los 500 nm (verde) y los 300 nm (ultravioleta cercano), siendo el primero mucho mayor, por lo que los láseres continuos antes mencionados son muy atractivos. Sin embargo, la radiación generada es siempre de menor frecuencia que la de bombeo, razón por la cual es preferible utilizar láseres de bombeo en el ultravioleta para cubrir todo el espectro visible.

El primer sistema que desarrollamos en marzo de 1984 fue un láser de pigmento pulsado de ángulo rasante con agitación magnética, bombeado por un láser de nitrógeno molecular, desarrollado este último por Godoy *et al.* [6]. El principal objetivo era entonces construir un láser de pigmento con las componentes que existían "a la mano" mientras esperábamos el largo proceso de importación de componentes *ad hoc*. Dicho láser se reportó someramente [7], debido a que en ese entonces estábamos imposibilitados para caracterizar su operación por falta de instrumentos de medición. Como resultado obtuvimos un láser que funcionaba, pero que tenía serios problemas de estabilidad y confiabilidad; continuamente requería de alineaciones y cambios de piezas y su desempeño era en general muy pobre, sobre todo para poder realizar experimentos de óptica no lineal.

Para resolver el problema del bombeo decidimos construir láseres de nitrógeno molecular de mayor potencia y confiabilidad [8]. En cuanto a los pigmentos, adquirimos algunas muestras con "calidad láser" de Exciton [9] y simultáneamente probamos con éxito otros pigmentos de fabricación nacional de calidad *q.p.* a una fracción del costo de los pigmentos importados. Se desarrollaron dos cavidades distintas con criterios de diseño y construcción más estables, con mejor eficiencia y mayor flexibilidad de alineación. Una cavidad con agitación magnética la desarrolló inicialmente J. Martínez y posteriormente R. Rangel y A. Silva. En este caso el medio activo está contenido en una celda de 5 cc, lo que nos permite utilizar cantidades muy reducidas de pigmento e intercambiar celdas con distintas concentraciones o pigmentos con mucha facilidad. La segunda cavidad la desarrolló R. Cudney [10] inicialmente y posteriormente A. Gil Villegas y R. Rangel han continuado con el proyecto. En este caso el criterio fundamental es la obtención de mayor potencia del sistema, lo cual nos llevó a usar una celda de flujo con circulación por medio de una bomba centrífuga pequeña; además se previó la posibilidad de añadir al sistema una segunda etapa amplificadora.

En las siguientes secciones describimos la optimización de estos sistemas y su caracterización, recogiendo la experiencia obtenida a lo largo del desarrollo de los diversos prototipos y modificaciones realizadas en ellos.

En dicho proceso han estado involucrados, no sólo los responsables de los proyectos sino la mayoría de las personas que han trabajado en el laboratorio de óptica cuántica de la UAMI y personal de diversas secciones de apoyo de la Universidad.

### 3. Teoría de operación

El láser de pigmento opera en la transición del primer estado electrónico excitado al estado base electrónico de las moléculas de pigmentos orgánicos en solución. Como ya se mencionó, los pigmentos son moléculas orgánicas con enlaces dobles conjugados; los enlaces sencillos son enlaces  $\sigma$  y los enlaces dobles constan de un enlace  $\sigma$  y un enlace  $\pi$ . Los electrones  $\pi$  se caracterizan por funciones de onda con un nodo en el núcleo y con simetría rotacional a lo largo de una línea que pasa por el núcleo y es normal al plano subtendido por los orbitales de los tres electrones  $\sigma$  del carbono.

Los espectros de absorción de los pigmentos pueden explicarse a un nivel semicuantitativo con base en un modelo muy simple: todos los átomos de la cadena conjugada de la molécula de pigmento están contenidos en un mismo plano y unidos por enlaces  $\sigma$ , mientras que los electrones  $\pi$  tienen un nodo en el plano de la molécula y forman una nube cargada arriba y abajo de este plano, a lo largo de toda la cadena conjugada. Así, el potencial electrostático que sienten los electrones  $\pi$  se puede considerar en primera aproximación como constante en la longitud  $L$  de la molécula, es decir, que los electrones se mueven en un pozo de potencial de ancho  $L$ . La solución para este potencial es un conjunto de niveles con energías  $E_n$  dadas por [11]:

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8mL^2} \quad n = 0, 1, 2 \dots$$

La transición láser que se desea usar es generalmente la transición del estado con  $n = 1$  al estado con  $n = 0$ . Este modelo, llamado de gas de electrones libres [11] produce valores de los máximos de absorción que concuerdan con los valores experimentales para varios pigmentos [12]. Por otro lado, las vibraciones de la molécula tienen como efecto el cambiar la longitud  $L$  en una cantidad pequeña, por lo que cada estado vibracional tendrá una energía ligeramente diferente a  $E_n$ , lo que se traduce en un desdoblamiento de cada nivel excitado a un gran número de niveles; las rotaciones inducirán cambios aún más pequeños en la energía, convirtiendo en realidad el nivel original a un cuasi continuo. Finalmente, las colisiones con las moléculas de solvente permiten considerar a la banda de niveles como un auténtico continuo. Esto explica la gran anchura de las bandas de absorción de los pigmentos, típicamente del orden de 50 nm, como se muestra en la Fig. 1, que resulta en la capacidad de sintonía de estos láseres, que es su característica fundamental.

Otro factor decisivo en la forma del espectro es el espín del electrón. Las moléculas de pigmento contienen un número par de electrones, dando por tanto origen a una estructura de niveles con dos ramas, una de estados singulares  $S_n$ , y otra de tripletes  $T_n$ ; el modelo de electrones libres también da una explicación simple de cuál es la posición de los niveles tripletes respecto a los singuletes [12]. En general, los niveles  $T_n$  tendrán energías menores que las de los niveles  $S_n$  correspondientes. Las transiciones radiativas de un nivel singulete a uno triplete son fuertemente prohibidas y por tanto, con vidas medias muy largas, lo que puede

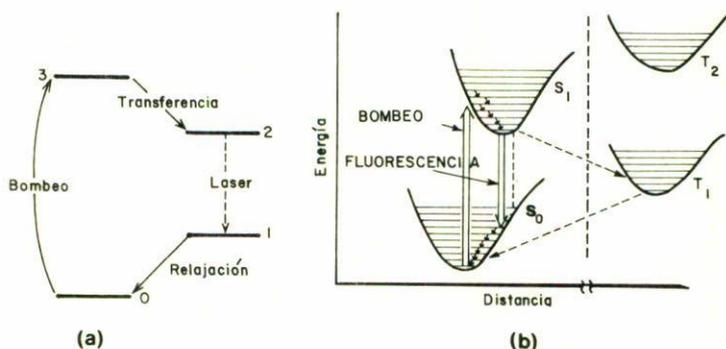


FIGURA 3. a) Esquema de operación de un láser de cuatro niveles cuánticos. b) Diagrama de niveles de una molécula de pigmento orgánico.

producir poblaciones apreciables en estados tripletes metaestables y representar un problema si se quiere operar un láser en forma continua.

Al irradiar la solución con luz de longitud de onda apropiada, por un sistema óptico de bombeo, se logra excitarlo a uno de los niveles vibracionales del primer estado excitado  $S_1$ , el cual decae, no radiativamente, a su nivel vibracional más bajo en un tiempo muy corto, del orden de  $10^{-12}$ s. De aquí el electrón decae espontáneamente a un nivel vibracional excitado del estado base  $S_0$ , con una vida media del orden de  $10^{-9}$ s. Finalmente, el electrón decaerá otra vez muy rápidamente hacia el nivel vibracional más bajo de  $S_0$  (Fig. 3). Las líneas de emisión serán entonces muy anchas y corridas hacia el rojo de sus correspondientes líneas de absorción, por lo que cabe notar que dada una longitud de onda de bombeo, sólo se puede obtener láser en longitudes de onda mayores a ésta. Las características espectroscópicas antes mencionadas sugieren la posibilidad de usar los pigmentos como un medio láser de cuatro niveles. En éstos, el bombeo eleva a la molécula desde su estado base  $|0\rangle$  muy poblado, a un estado excitado  $|3\rangle$  que decae rápidamente (en este caso de forma no radiativa) a otro nivel vibracional  $|2\rangle$ ; este nivel tiene una transición radiativa a un cuarto nivel  $|1\rangle$  y éste a su vez decae no radiativamente y muy rápido al estado base (con una vida media menor a la de  $|2\rangle$ ), entonces podemos, mediante el bombeo, establecer una inversión de población entre los niveles  $|2\rangle$  y  $|1\rangle$  y usar la transición entre ellos para generar luz láser (Fig. 3).

Energía por pulso	0.8 a 1.0 mJ
Duración del pulso	8.0 ns
Sección transversal de haz	3 cm × 0.5 cm
Longitud de onda	337.1 nm
Divergencia del haz	7.5 mrad

TABLA I. Características del láser de nitrógeno.

#### 4. Diseño y construcción

##### a) Sistema de bombeo

El sistema de bombeo consiste en un láser de nitrógeno que proporciona energía al sistema oscilador para que este último genere luz láser en el visible. Este láser de nitrógeno produce pulsos cortos e intensos de luz ultravioleta, cuyas características se muestran en la Tabla I [8].

La luz producida por este láser se enfoca en una celda de cuarzo que contiene al pigmento en solución; esto se hace por medio de un arreglo de lentes de cuarzo. Se usa este material debido a su transparencia en el ultravioleta cercano, de la cual carece el vidrio común. En un principio se usó una sola lente esférica debido a la simplicidad del montaje y a su bajo costo. Sin embargo, este arreglo no permite controlar independientemente las dimensiones de la zona excitada del pigmento en las dos direcciones ortogonales a la propagación del haz de UV. Este problema se solucionó cambiando la lente esférica por dos lentes cilíndricas colocadas en sus ejes mutuamente ortogonales. La sección transversal del haz de UV que incide sobre la lente establece una cota inferior para su tamaño; en nuestro caso resulta adecuado usar lentes de 5 centímetros de diámetro.

La zona iluminada del pigmento determina un volumen de excitación, llamado volumen activo, cuyas dimensiones dependen del enfocamiento del haz de bombeo. La ganancia del sistema oscilador depende de la densidad de energía del bombeo; el esquema a seguir es entonces enfocar más para obtener una densidad de energía mayor, sin embargo, no se puede aumentar el enfocamiento sin comprometer la apertura de la lente, o producir intensidades capaces de "quemar el pigmento", para una apertura de 5 cm la lente comercial estándar de menor distancia focal es de  $f = 7.5\text{cm}$ . Es importante tener un volumen activo en forma de paralelepípedo de sección transversal cuadrada para obtener un haz visible con una sección transversal que tenga un alto grado de simetría, esto se logra localizando la cintura (beam waist) del haz enfocado en la superficie del medio activo y asegurando que la distancia de penetración sea igual a la cintura del haz y, además, que dicha distancia de penetración sea menor que el rango de Rayleigh del haz de UV enfocado. La dependencia

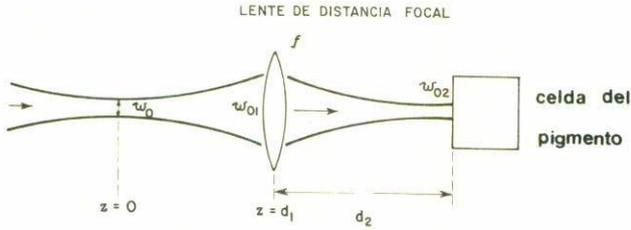


FIGURA 4. Propagación del haz del láser de bombeo mostrando los parámetros de enfoque;  $w_0$ ,  $w_{01}$  y  $w_{02}$  representan el diámetro del haz en  $z = 0$ ,  $z = d_1$  y  $z = d_1 + d_2$ , respectivamente.

explícita de la distancia de penetración como función de la densidad de energía y la concentración del pigmento en solución se considera más adelante.

Consideremos un haz de bombeo gaussiano con ancho  $w_{01}$  en el plano de una lente de distancia focal  $f$ , el cual tiene su cintura  $w_0$  a una distancia  $d_1$  del plano de la lente (Fig. 4), usando los resultados conocidos para la propagación de haces gaussianos [13], encontramos que el plano focal se localiza a una distancia  $d_2$  del plano de la lente y que tiene una cintura  $w_{02}$  dados por

$$d_2 = \frac{z_0^2/f - d_1(1 - d_1/f)}{(1 - d_1/f)^2 + (z_0/f)^2},$$

y

$$w_{02}^2 = w_0^2[(1 - d_2/f)^2 + [d_1 + d_2(1 - d_1/f)]^2/z_0^2],$$

donde  $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ .

En nuestro montaje tenemos las siguientes condiciones:  $f = 7.5$  cm,  $\lambda = 337$  nm y  $w_{01} = 0.5$  cm.

Midiendo la divergencia angular del láser antes de la lente y usando el valor de  $w_{01}$  se obtienen  $d_1$ ,  $w_0$  y  $z_0$ , que en este caso resultan ser:  $d_1 = 66.7$  cm,  $w_0 = 1.43 \times 10^{-5}$  m,  $z_0 = 1.97 \times 10^{-3}$  m. Cabe mencionar que debido a que en el láser de nitrógeno tenemos una cavidad a estable, el láser no es un haz gaussiano, lo que hay en realidad es la superposición de muchos modos transversales, los cuales se comportan en conjunto como un haz gaussiano. De esta manera encontramos que el haz se enfoca a una distancia  $d_2 = 8.3$  cm de la lente y su diámetro ahí es  $w_{02} = 8.94 \times 10^{-5}$  m, es decir 89.4 micras.

Con estos datos podemos calcular varios parámetros importantes para el funcionamiento de láser, como son la intensidad y la densidad de energías del bombeo.

La densidad de energía en la zona activa, suponiendo que es un prisma de sección cuadrada de lado  $w_{02}$  es de aproximadamente  $1.0 \times 10^7 \text{ J/m}^2$  y la intensidad luminosa a la entrada es de  $1.49 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$  o bien  $1.49 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ .

b) *El medio activo*

Como ya mencionamos, el medio activo utilizado en nuestro láser consiste de un pigmento orgánico en solución, los pigmentos con que hemos obtenido acción láser son: cumarina 503, cumarina 460, cumarina 409, rodamina 6G, rodamina 640, azul de nilo, stilbene 420, BBQ, DPS y BPBD, con los cuales hemos cubierto prácticamente todo el espectro visible, desde el cercano ultravioleta (365 nm) al rojo (670 nm). El pigmento que hemos usado más extensivamente y del cual tenemos más datos es la Rodamina 6G disuelta en etanol.

Como es bien sabido existe una densidad de energía de bombeo umbral para la obtención de radiación láser, la cual depende por un lado de la energía de bombeo y las dimensiones de la región activa del medio, y por otro de las características de absorción del pigmento. Para una energía de bombeo y un sistema de enfoque dados, podemos maximizar la densidad de energía controlando la longitud de penetración del haz en el medio. Como mencionamos anteriormente conviene tener una longitud de penetración igual a la sección transversal del haz de bombeo.

Si suponemos que la intensidad de bombeo no es lo suficientemente grande para que aparezcan efectos de saturación, la intensidad  $I$  a una distancia  $z$  dentro de la solución decrece de acuerdo con la ley de Beer

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z},$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de absorción del medio, el cual se relaciona con la sección transversal de absorción  $\sigma$  de las moléculas de pigmento a través de la densidad de absorbedores  $N$

$$\alpha = N\sigma.$$

Así la concentración necesaria para tener una longitud de penetración  $L$  dada por el inverso del coeficiente de absorción es

$$N = \frac{1}{L\sigma}.$$

De los datos de absorción de la rodamina 6G [13],  $\sigma = 1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ; si queremos  $L = 8.9 \times 10^{-5} \text{ m}$ , entonces

$$N = 1.1 \times 10^{24} \text{ moléculas/m}^3$$

que equivale a una concentración  $1.8 \times 10^{-3}$  molar del pigmento en alcohol (P.M. 479 g/mol).

En la realidad, el bombeo debe ser lo suficientemente intenso para llegar al régimen de saturación y así poder obtener una inversión de población apreciable, por lo que las condiciones del cálculo anterior son limitadas. Sin embargo, este cálculo proporciona un orden de magnitud correcto para la concentración del medio activo más adecuada para la generación de radiación láser.

Debido a que se genera una gran cantidad de calor en la transformación de los fotones de UV a los fotones visibles del láser de pigmento es necesario circular la solución para disipar el calor.

Este problema se atacó en forma diferente en dos prototipos. En uno se usó una celda de flujo de cuarzo, de  $1 \times 1 \times 5$  cm, conectada a un sistema de circulación que consta de una bomba centrífuga de teflón de acoplamiento magnético de flujo variable, marca Cole Palmer con un gasto de 8 galones por minuto, un matraz Erlenmeyer de 150 cc y manguera de silicón para conectar todo el sistema (bomba-matraz-celda). Se usa manguera de silicón por ser poco degradable por solventes orgánicos. Para minimizar la transferencia de vibraciones de la bomba a la cavidad óptica a través de las mangueras, el sistema de circulación se dividió en dos partes unidas por tubería de vidrio que se ancló firmemente a la base del sistema.

En el otro prototipo se usó una celda de cuarzo de  $1 \times 1 \times 5$  cm, la cual sólo contiene 4 ml de solución y una pequeña pastilla magnética forrada con teflón, la cual funciona como agitador bajo la acción de un campo magnético rotante producido por un imán adherido al rotor de un pequeño motor eléctrico.

### c) La cavidad

La cavidad en ambos prototipos es, como se mencionó, una cavidad tipo Littman Metcalf (Fig. 2), los espejos usados son de primera superficie, planos hasta un décimo de la longitud de onda con un diámetro de 1 y 2 pulgadas en las partes anterior y posterior, respectivamente.

Hay dos factores importantes que limitan el ancho de banda del láser producido por este montaje. El primero es el ancho dado por el tamaño finito de la rejilla de difracción utilizada. La resolución  $\lambda/\Delta\lambda$  de una rejilla es  $N|m|$ , donde  $N$  es el número de líneas de la rejilla y  $|m|$  es el orden de difracción [14]. En nuestro prototipo se usó una rejilla holográfica de 1800 líneas por mm de 5 cm de longitud utilizada en el primer orden, lo que para una longitud de onda de 550 nm resulta en una resolución de 0.006 nm.

El otro factor limitante en el ancho de banda del láser es la divergencia angular del haz proveniente de la celda y la del haz reflejado por el espejo. Littman y Metcalf encontraron en este caso una resolución de  $\pi L_r/(d\sqrt{2})$  [5], donde  $L_r$  es la longitud de la rejilla y  $d$  es la separación entre líneas, con este factor se obtiene una resolución de 0.013 a 550 nm. La longitud de la cavidad  $L_c$  es de 8.5 cm, lo que implica una separación intermodal de 0.002 nm.

Todas las componentes están montadas en monturas maquinadas *ex profeso* para el láser en el taller de la universidad. Los movimientos de las monturas se llevan a cabo con tornillos allen de cuerda fina, a excepción del espejo de sintonía que utiliza dos tornillos micrométricos con resolución de 0.01 mm, uno para sintonizar el ángulo

Frecuencia de repetición	5 Hz
Rango de sintonía (con Rodamina 6G)	570-600 nm
Ancho de banda	0.04 nm
Energía por pulso	70 $\mu$ J
Duración del pulso	7.5 ns
Potencia pico del pulso	12 kW
Divergencia del haz	3 mrad

TABLA II.

y por ende la longitud de onda y el otro para alineación vertical. La distancia del punto de apoyo a la posición del micrómetro de sintonía es de 45 mm, que traducido al cambio de longitud de onda producido al mover el micrómetro una división de la mínima escala, resulta en una resolución de 0.013 nm en el barrido de la longitud de onda del láser.

Otro de los prototipos utiliza un micrómetro diferencial con 0.0005 mm de resolución, lo que incrementa su resolución de barrido por debajo del ancho de banda.

#### *d) Evaluación del láser*

Las características de uno de los prototipos, el cual usa como medio activo Rodamina 6G disuelta en una solución  $5 \times 10^{-3}$  molar en etanol, se resumen en la Tabla II.

Las características de absorción y emisión del pigmento se determinaron con un espectrofotómetro de absorción Lambda 5 UV-visible marca Perkin-Elmer y con un fluorómetro 650-105 UV-visible marca Perkin-Elmer, respectivamente.

La energía por pulso se midió haciendo incidir todo el haz del láser enfocado sobre un detector piroeléctrico marca Gentec, modelo ED-100. Para ver la evolución temporal del pulso y medir su duración se usó un fotodiodo tipo PIN ultrarrápido, marca EG&G modelo FND-100Q con un tiempo de respuesta menor a 1 ns y un osciloscopio de 300 MHz de ancho de banda, modelo Tektronix 485, para ver la señal eléctrica producida por el detector. En la Fig. 5 se muestra una foto del pulso obtenida con este sistema.

Para la determinación de la longitud de onda del láser, su rango de sintonía y su ancho de banda, se empleó un monocromador tipo Czerny-Turner de 0.47 m de distancia focal, marca Pacific, el cual reporta una resolución de menos de 0.1 nm para una rendija de entrada de 10  $\mu$ m de ancho.

Debido que el ancho de banda del láser se encuentra por debajo de límite de resolución del monocromador, se utilizó además un etalón de espaciamiento variable marca Burleigh, modelo VS-25, con rango espectral libre (FSR) mínimo de

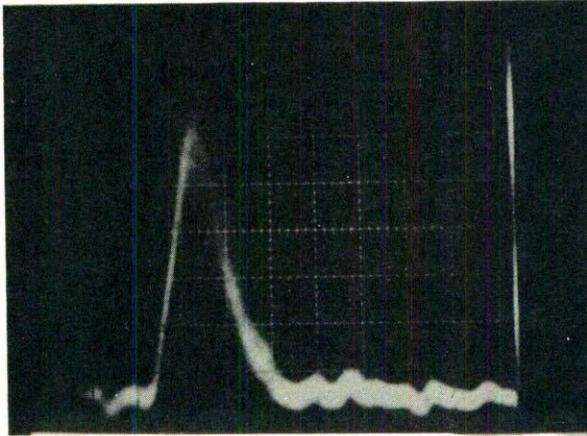


FIGURA 5. Evolución temporal de los pulsos del láser de pigmento, 5 nm por división horizontal y 1 V por división vertical. El tiempo de exposición es de 30 segundos y la frecuencia de repetición del láser es de 5 Hz.

0.0125 nm. Dentro de un ancho de banda de 0.04 nm se observó una estructura multimodal cuyo significado está aún siendo estudiado.

La divergencia angular del pulso se determinó simplemente midiendo el diámetro del haz (spot-size) a diferentes distancias del láser.

## 5. Conclusiones

Los láseres de pigmento pulsados resultan muy atractivos por su capacidad de sintonía y sus altas potencias. Estos sistemas son fáciles de construir gracias a la alta ganancia por paso que exhibe la cavidad; sin embargo, la optimización de la energía por pulso, su estabilidad tanto en intensidad como en frecuencia y su repetibilidad en sintonía requiere de diseños cuidadosos. La construcción del sistema adecuado por una operación confiable ha requerido la modificación, con base en la experiencia, de un gran número de prototipos. Los sistemas actuales que tenemos en operación muestran características ventajosamente comparables con equipos comerciales. Uno de estos láseres lo utilizamos para generar segundo armónico y por tanto, contar con una fuente sintonizable coherente en el UV [15]. Otro de ellos se utiliza para crear daños en redes cristalinas de cloruro de sodio dopadas con europio, y para el análisis espectroscópico correspondiente. Este sistema también se utilizó optimizando su longitud de coherencia para obtener hologramas pulsados [16]. La alineación de la cavidad y el manejo de los pigmentos requiere de un corto entrenamiento, que una vez adquirido, permite un fácil manejo de estos sistemas.

El costo en componentes y montaje de estos láseres es considerablemente menor al de los sistemas comerciales (v. gr. Lambda Physik FL-1000, cuyo costo es de 6000 dólares).

La teoría de formación de los modos longitudinales de oscilación en este tipo de cavidades no describe satisfactoriamente los resultados experimentales. Actualmente se está desarrollando un modelo teórico que incluye efectos no lineales en el medio activo y así dar cuenta de los resultados experimentales.

## Referencias

1. T.W. Hänsch, Spectroscopy with tunable lasers, en *Third Intern. Conference on ATomic Physics*, ed. por S.T. Smith & G.K. Walters. Plenum Press, New York (1973).
2. K.B. Eisenthal y K.H. Drexhage, *J. Chem. Phys.* **51** (1969) 425.
3. M. Fernández G., Tesis doctoral, Oxford University (1984).
4. T.W. Hänsch, *Appl. Opt.* **11** (1972) 895.
5. M. Littman y H. Metcalf, *Appl. Opt.* **17** (1978) 2224.
6. S. Godoy S. y A. Porta C., *Instrumentación y desarrollo* **1** (1982) 3.
7. M. Fernández G., Láser sintonizable de pigmento, en *Memorias del 3er. Simposio de Instrumentación*, septiembre de 1984.
8. M. Fernández G., A. Silva y D. Iturbe, Láser de nitrógeno molecular, artículo en preparación.
9. Exciton, Chemical Co., panfleto comercial 1984.
10. R.B. Cudney, Tesis licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM (1986).
11. H. Kuhn, *Progress in the Chemistry of Organic Natural Products*, Ed. por D.L. Zechmeister, vol. **16** (Springer, Viena (1958-59).
12. F.P. Schäfer, *Dye Lasers*, ed. por F.P. Schäfer, serie Topics in Applied Physics vol. 1. Springer-Verlag (1977).
13. J.T. Verdeyen, *Laser electronics*. Prentice-Hall (1981).
14. M. Born y E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press (1980), p. 407.
15. M. Fernández G. y R. Rangel R., "Generación de segundo armónico en ADP con un láser de pigmento sintonizable en el rango de 285 nm a 300 nm", mandado para su publicación en la *Rev. Mex. Fís.*
16. M. Fernández G. et al. *Rev. Mex. Fís.* **35** (1989) 410.

**Abstract.** We describe the different possibilities and historical development of dye lasers. On the basis of the theory of operation the criteria of design are discussed as well as the construction of several prototypes. Finally we describe the characterization procedures and the evaluation of our most recent laser system.