

Campos cercano y lejano de estructuras láser de AlGaAs con capas adicionales en la cavidad óptica obtenidas por epitaxia en fase líquida a bajas temperaturas

T.A. Prutskij, F. Silva-Andrade, A.V. Ilinskii y F. Chávez
*Centro de Investigación en Dispositivos Semiconductores, IC-BUAP,
Apartado postal 1651, 72000 Puebla, Pue, Mexico*

P. Díaz-Arencibia
Universidad de la Habana, Habana, Cuba

Recibido el 10 de mayo de 1997; aceptado el 3 de noviembre de 1998

Mediante la técnica de epitaxia en fase líquida a bajas temperaturas fueron crecidas estructuras láser con pozo cuántico como capa activa y con capas adicionales para confinamiento separado de fotones y electrones. Se realizaron mediciones del espectro de emisión a 300 K. Se determinó la densidad de corriente umbral, así como los patrones de radiación de los campos cercano y lejano. Para determinar los patrones del campo lejano con más exactitud se desarrolló un nuevo método de medición que consiste en medir la distribución de la intensidad en la pantalla luminiscente de un convertidor electro-óptico. Los patrones de radiación de campo cercano y lejano fueron calculados usando el modelo de la guía de luz plana y los resultados de este cálculo se compararon con los patrones de radiación experimentales.

Descriptores: Láseres semiconductores

Laser structures with a quantum well as an active layer and additional layers for optical confinement were grown by the low temperature liquid phase epitaxy technique. The threshold current density, the emission spectrum at 300 K, and the distribution of radiation in near- and far-field patterns were measured. To improve the precision of the far-field pattern determination we propose a new method of measurement which consists in measuring the distribution of light intensity on the phosphor screen of an IR image-converter tube. The far-field pattern in the plane perpendicular to the junction was calculated using the plane dielectric waveguide model and the results were compared with the experiment.

Keywords: Semiconductor lasers

PACS: 42.55.P

1. Introducción

La técnica de epitaxia en fase líquida a bajas temperaturas (LT-LPE, por sus siglas en inglés) ha mostrado que es posible crecer de manera reproducible estructuras que contengan pozos cuánticos (QW) [1–3] y aplicarlas en la confección de heteroláseres semiconductores de AlGaAs con baja densidad de corriente umbral [2].

Las heteroestructuras que contienen un pozo cuántico, múltiples pozos cuánticos o superredes comúnmente se obtienen usando métodos sofisticados como MOCVD y MBE. Sin embargo, mediante la técnica de LT-LPE también es posible obtener heteroestructuras a base de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ con capas nanométricas. Éstas se han aplicado exitosamente en la confección de estructuras láser con una densidad de corriente umbral tan baja como 120 A/cm^2 [2]. La técnica de LT-LPE consiste principalmente en una reducción de la temperatura de crecimiento y por lo tanto de la razón de crecimiento. Las razones de crecimiento en el intervalo de temperatura de $600\text{--}400^\circ\text{C}$ son tan bajas que pueden ser comparables a las razones de crecimiento obtenidas por métodos como MOCVD y MBE. La diferencia importante entre las técnicas sofisticadas de crecimiento y la técnica LT-LPE es el costo en la obtención de las heteroestructuras, ya que éste es mucho más bajo en esta última.

Los parámetros principales que comúnmente se miden son los siguientes: las características volt-ampéricas, la densidad de la corriente de umbral (J_{th}), o sea la densidad de corriente en la cual empieza la generación, el espectro de emisión y los patrones de radiación o la distribución de la intensidad luminosa en el espacio.

2. Parte experimental

2.1. Obtención de las estructuras

Las estructuras láser se crecieron sobre substratos de $n\text{-GaAs}$, impurificados con Te, con $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, orientados en el plano (100). La distribución del contenido de Al en función de la profundidad en las estructuras está representada en la Fig. 1. El contenido de Al en las capas emisoras (que cubren la guía de onda) de banda ancha fue de 80%, mientras que en las capas de confinamiento de la luz, de 40 y 30%. Las capas con 40% de Al fueron incluidas con el fin de mejorar el confinamiento del haz luminoso en la guía de luz y de este modo cambiar el campo lejano. La capa activa fue crecida a 560°C , durante 10 s obteniéndose así un espesor nominal de 300 \AA .

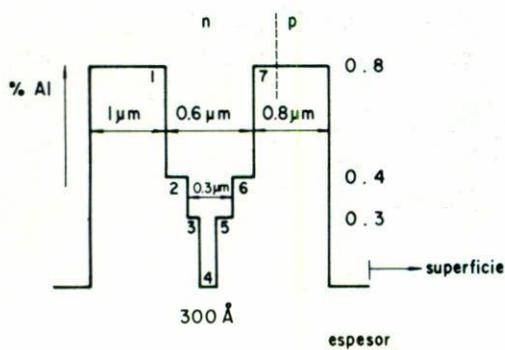


FIGURA 1. Distribución de Al en la estructura láser PR-437.

Después de realizar el crecimiento, el espesor del sustrato fue reducido por ataque químico-dinámico hasta aproximadamente $100 \mu\text{m}$. Posteriormente, a las estructuras obtenidas se les depositaron contactos óhmicos mediante evaporación de oro (Au) al vacío. Los contactos fueron de tipo franjas por la parte *p* y enteros por la parte *n*. Seguidamente las estructuras con contactos fueron tratadas térmicamente a 420°C durante 2 min. en ambiente de H_2 . Luego las estructuras se clivaron en la dirección perpendicular a las franjas de los contactos óhmicos formando de este modo tiras que contenían varios diodos láser (DL), los espejos de cada uno de los cuales fueron formados por los planos cristalográficos (011) de la estructura.

2.2. Corriente umbral y espectro de electroluminiscencia

La caracterización de todas las estructuras consistió, en primer lugar, en la medición de las características volt-ampéricas y en la determinación de la densidad de corriente de umbral J_{th} a 300 K. Esta última se midió en régimen pulsado con una duración del pulso de corriente de 200 ns y a una frecuencia de 10 kHz para evitar calentamiento del dispositivo. Para la detección de la señal luminosa se empleó un fotodiodo calibrado de Si.

En la Fig. 2 se muestra la característica watt-ampérica de uno de los mejores DL de la estructura PR-437. En la figura se observa que la J_{th} resultó ser de 340 A/cm^2 para este DL.

El espectro de emisión se determinó empleando un monocromador de 60 cm de longitud focal. En la Fig. 3 se muestra el espectro de emisión para diferentes corrientes de alimentación a temperatura ambiente de un DL de la estructura PR-437. La emisión láser en este diodo empieza en 280 A/cm^2 y tiene el máximo en una longitud de onda de 856.5 nm . Los picos que se observan al aumentar la corriente se deben a los modos longitudinales del láser.

2.3. Patrones de radiación en los campos cercano y lejano

Las características de radiación de los láseres son bastante complejas. En nuestro caso, cuando la franja del contacto óhmico es ancha ($\sim 200 \mu\text{m}$), el flujo de corriente debajo del mismo por lo general no es uniforme. Esto es, en algunas

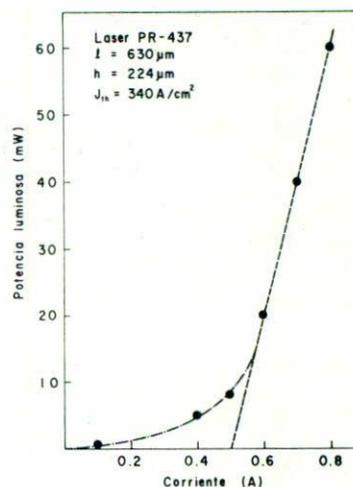


FIGURA 2. Característica watt-ampérica de un DL de la estructura láser PR-437.

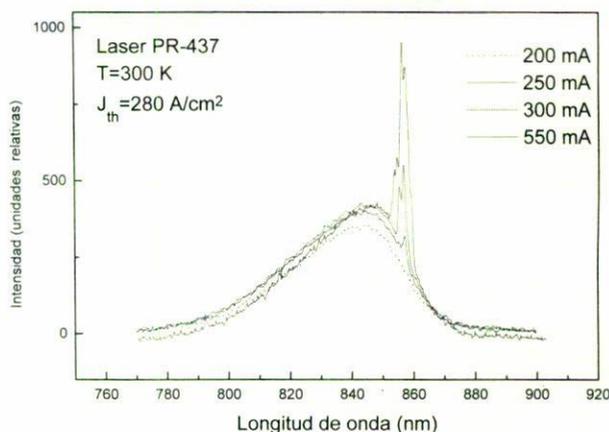


FIGURA 3. Espectro de emisión para diferentes corrientes de alimentación.

regiones (por lo general muy estrechas) debajo del contacto, la corriente es mucho mayor que la que fluye en otras cercanas a ésta. Se dice en estos casos que la corriente fluye por "canales" o que existen "canales" o "filamentos" de corriente. Como consecuencia de la existencia de estos "canales" de corriente, la inyección de pares electrón-hueco en la región activa a donde llega el canal de corriente alcanza las condiciones de generación antes que en otras regiones y la radiación láser que se observa en el borde del DL está formada por "spots" ("manchas"). Debemos notar que este mecanismo de emisión en los DL es muy común en láseres con contactos anchos, y, a pesar de que se ha estudiado intensamente, su origen no está completamente claro. Las dimensiones de estas manchas vienen determinadas, en la dirección perpendicular a los planos de las capas de la estructura, por la extensión del campo de radiación en esa dirección y en la dirección paralela al plano de la capa activa por el ancho del canal de corriente. Cuando nos referimos a la distribución de intensidades de la radiación en el plano del espejo del DL se habla del "patrón del campo

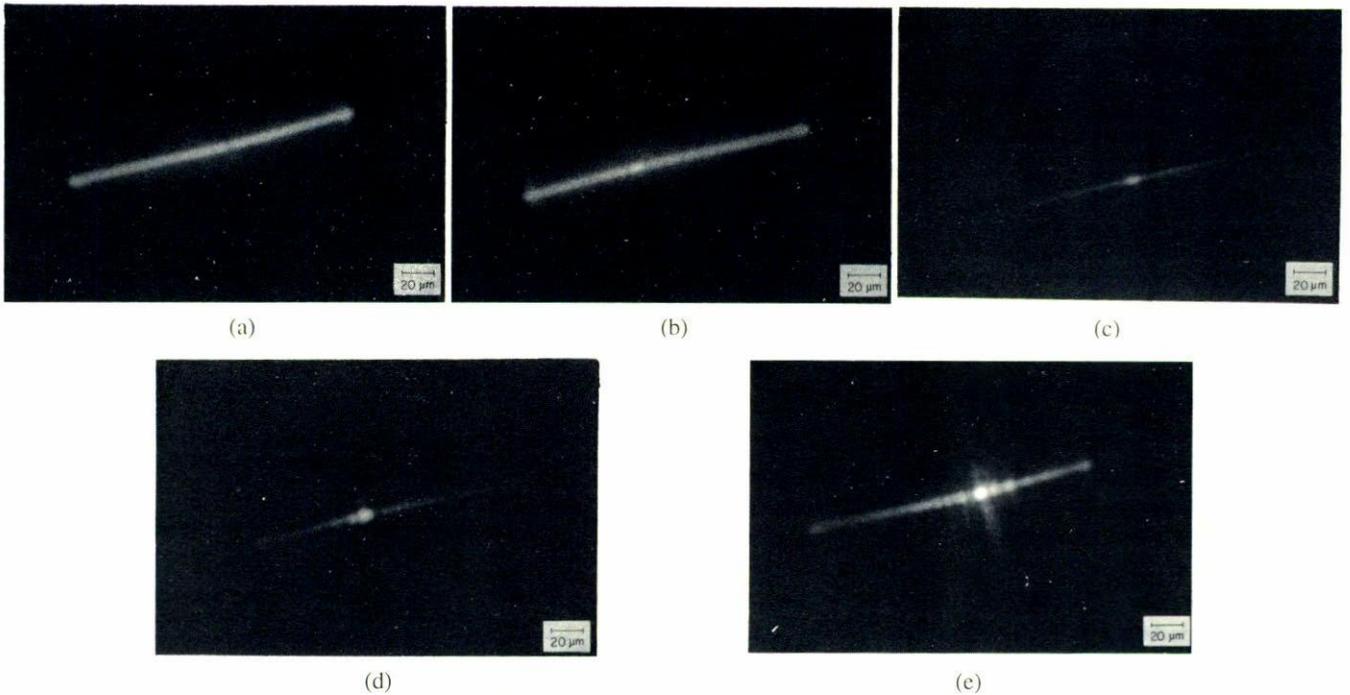


FIGURA 4. Fotografías de campo cercano para distintas corrientes de alimentación. a) $J = 250 \text{ A/cm}^2$, b) y c) $J = 325 \text{ A/cm}^2$, distintos tiempos de exposición, d) $J = 350 \text{ A/cm}^2$, e) $J = 450 \text{ A/cm}^2$.

cercano". Éste representa una medida de la distribución del campo de la onda que se ha generado y propagado dentro de la estructura del DL.

En las fotografías de la Fig. 4 se muestran varios patrones del campo cercano. Lo que se observa es la imagen del espejo del láser tomada con la ayuda de un convertidor electro-óptico (CEO) acoplado a un microscopio óptico con un ocular $10\times$ y un objetivo $100\times$. Para distinguir el carácter de las manchas de emisión láser se han tomado estas impresiones a densidades de corriente menores y superiores a la densidad de corriente de umbral $J_{th} = 340 \text{ A/cm}^2$. La fotografía 4a muestra el campo cercano del DL a una densidad de corriente $J = 250 \text{ A/cm}^2 \approx 0.7 J_{th}$. Se puede distinguir una franja luminosa ancha bastante uniforme de $196 \mu\text{m}$ de largo y de unos $6 \mu\text{m}$ de ancho. Esta imagen indica buena uniformidad de las capas y buena calidad del espejo. Las fotografías 4b y 4c fueron tomadas a una densidad de corriente $J = 0.96 J_{th}$. Ellas se diferencian sólo en el tiempo de exposición con el que se tomaron. Aquí se observa el inicio de la emisión láser debido al mecanismo de emisión por manchas. Obsérvese el punto de radiancia intensa en las cercanías del centro de la franja iluminada. La fotografía 4d muestra el campo cercano del DL con una densidad de corriente $J = 350 \text{ A/cm}^2 \approx J_{th}$ y en la fotografía 4e la densidad de corriente se incrementó hasta $J = 450 \text{ A/cm}^2 \approx 1.32 J_{th}$. La posición del punto luminoso se mantiene en el mismo lugar, sin embargo se definen más de diez nuevos puntos luminosos. La posición en que aparecen estas manchas es aleatoria por lo que no se pueden asociar con la posibilidad de que se trate de máximos de intensidad de los modos laterales del láser. Esta distribución

aleatoria de las manchas más bien corrobora el hecho de que la emisión de estas manchas proviene de diferentes canales de conducción.

Con relación a las líneas luminosas ("bigotes" que se observan en las fotografías 4d y 4e en la dirección perpendicular a las capas), éstos se deben al efecto de difracción del campo cercano, cuya extensión en esa dirección es comparable a la longitud de onda de emisión. Se observa también que la longitud de estas líneas luminosas es proporcional a la intensidad de la radiación de la mancha de emisión correspondiente. En la Fig. 5 se muestra la distribución de intensidad en las manchas luminosas a lo largo de la franja de emisión que es proporcional a la longitud de los rayos que se observan en la pantalla del CEO.

Otra característica, más práctica desde el punto de vista de la utilización de los láseres semiconductores, es el "patrón del campo lejano". El campo lejano también da información sobre el campo cercano. El campo lejano es la distribución de la intensidad de emisión del DL en la zona de Fraunhofer, o sea en cualquier lugar geométrico donde se cumpla que $d \ll \sqrt{R\lambda}$. Aquí, λ es la longitud de onda de emisión, R es la distancia del espejo del láser al punto de observación y d es el ancho de la distribución del campo de radiación dentro del láser. Generalmente se mide la distribución angular de la intensidad de la radiación en los planos perpendicular y paralelo al plano de la zona activa. Otra opción sería encontrar la distribución de intensidad en los planos perpendicular y paralelo a la zona activa siempre y cuando se cumpla la condición de Fraunhofer. Para el láser que se estudia en el presente trabajo $d \cong 0.6 \mu\text{m}$ y $\lambda \cong 0.8 \mu\text{m}$. Por lo tanto, cualquier dis-

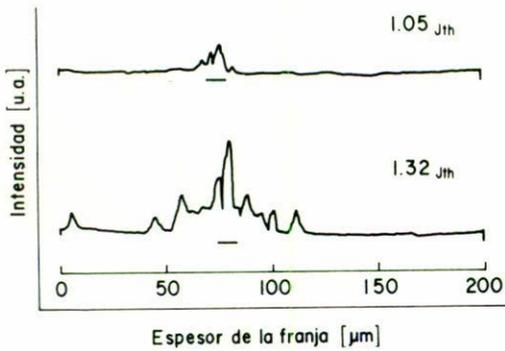


FIGURA 5. Distribución de intensidad en distintos filamentos.

tribución de intensidad de radiación que se observe a una distancia $R \gg d^2/\lambda = 0.45 \mu\text{m}$ representará el patrón de campo lejano de radiación del DL. Debe señalarse que no hay gran diferencia entre la distribución angular a una distancia R y la distribución que se mide sobre un plano alejado a una distancia R del espejo del láser y mientras mayor sea R menor será esta diferencia.

Para la medición de la distribución angular de la radiación en el campo lejano se diseñó e instaló un goniómetro con graduación del ángulo de barrido con una exactitud de un grado. En el punto de observación se colocó un fotodiodo (FD) a una distancia $R \sim 1\text{--}2 \text{ cm}$. del láser. El FD se fijó en el brazo del goniómetro y el láser, cuyo espejo coincidía con el eje vertical de rotación del goniómetro, rotaba en este eje. Para lograr la alineación correcta del espejo del láser con el eje vertical de rotación del goniómetro se utilizó un mecanismo de desplazamiento XYZ y un sistema de observación con cámara de video.

El resultado de las mediciones del campo lejano en la dirección perpendicular al plano de la unión $p\text{--}n$ para distintas densidades de corriente en el intervalo de $0.44 J_{th}$ a $2.05 J_{th}$ se muestra en la Fig. 6. Se puede observar que todos los patrones de emisión son ligeramente asimétricos. En los patrones del campo cercano también se observa esta asimetría, en la que la intensidad de la difracción es mayor en un lado (ver Foto 4d). Este hecho podría estar relacionado con la reflexión de la radiación del láser en su soporte. Los ángulos para los que la intensidad es la mitad de la intensidad máxima del patrón del campo lejano para densidades de corriente de alimentación de $1.35 J_{th}$ y $2.05 J_{th}$ resultaron ser de 59° y 49° respectivamente.

Los posibles errores en esta medición se deben a distintas causas, de las cuales las más importantes se describen a continuación. Primero, los espesores de las capas crecidas podrían diferir de los valores nominales de crecimiento. La ausencia de control directo de los espesores nos imposibilita la consideración de los valores reales en los cálculos. Segundo, debido a que nuestros láseres emiten en el rango infrarrojo y, consecuentemente, son invisibles, el control del plano de rotación del fotodiodo se hace a ciegas, lo cual hace muy probable que éste no coincida con el plano perpendicular a

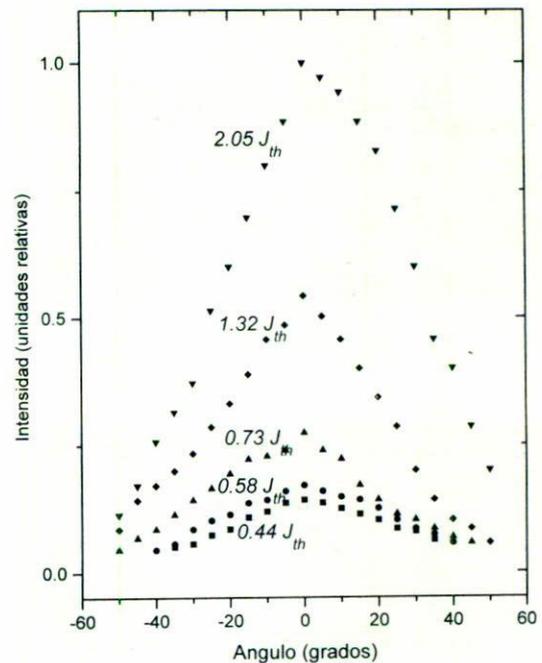


FIGURA 6. Campo lejano medido para distintos valores de corrientes de alimentación.

las capas, donde el ángulo de apertura del haz es mayor. Este error debe traer como consecuencia la disminución del semiancho del patrón del campo lejano.

Para evitar este último error proponemos usar un nuevo método de medición del campo lejano. Este método consiste en la medición de la distribución de la intensidad de la imagen proyectada en la pantalla de un convertidor electro-óptico (CEO). El CEO es un dispositivo que permite convertir la radiación infrarroja en visible. Si se fija el láser a una distancia del CEO que sea menor que el diámetro de la pantalla del convertidor, pero considerablemente mayor que las dimensiones del DL, o sea, de aproximadamente $1\text{--}10 \text{ mm}$, tendremos en el plano del fotocátodo la imagen infrarroja del patrón de campo lejano, la cual se convierte al visible en la pantalla luminiscente del convertidor sin sufrir distorsión alguna en sus dimensiones. Mientras menor sea la distancia entre el DL y el fotocátodo del CEO mayor será la parte del patrón del campo lejano que podremos observar en la pantalla luminiscente. Esta imagen se muestra en las fotos de la Fig. 7. En la foto 7a vemos la pantalla luminiscente del CEO cuando la distancia entre el DL y el fotocátodo es de 10 mm ; para la foto 7b esta distancia es de 15 mm . Como vemos, en ambos casos no se observa todo el patrón de radiación. La imagen del campo lejano que vemos en la foto consiste de varias líneas brillantes en la dirección perpendicular a las capas de la estructura. El origen de estas líneas es la difracción de la emisión de la mancha. Esta tiene dimensiones de $\sim 0.6 \mu\text{m}$ en la dirección perpendicular y por eso el ángulo de difracción es grande, mientras que en la dirección paralela a las capas la dimensión de la mancha es de $\sim 6 \mu\text{m}$ y esto lleva a la aparición de varias líneas paralelas.

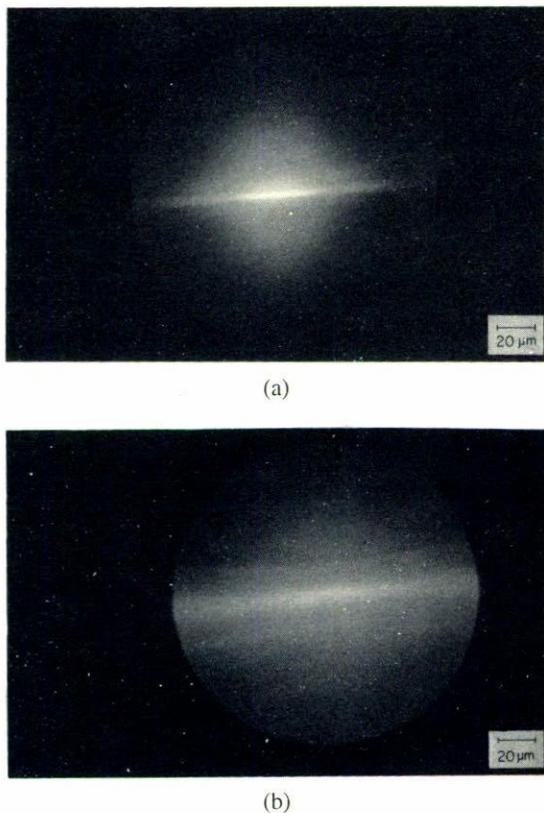


FIGURA 7. Fotografías del patrón de campo lejano en la pantalla luminiscente del convertidor electro-óptico. a) distancia entre el DL y el fotocátodo es de 10 mm, b) 15 mm.

La distribución de la intensidad de la luz en la dirección perpendicular a las capas, o sea, a lo largo de la línea luminosa, la podemos medir con un fotodiodo. En esta medición tenemos que considerar la no-linealidad de la respuesta del convertidor. La no-linealidad de la respuesta del convertidor a la intensidad del haz luminoso fue comprobada usando filtros graduados. Estos experimentos mostraron que para intensidades pequeñas del haz la respuesta del convertidor es lineal, mientras que para intensidades grandes deja de serlo y se observa una saturación de la señal. Para considerar la no-linealidad de la respuesta del convertidor hemos medido distribuciones de la intensidad en la pantalla luminiscente para diferentes distancias entre el láser y el fotocátodo. Estas distancias difieren una de la siguiente en 2 mm (Fig. 8). La curva 1 fue medida para una distancia entre el DL y el fotocátodo de 2 mm. Como puede observarse, en este caso el efecto de saturación es grande. Esta curva muestra la distribución de la intensidad en todo el haz. La curva 2 fue medida para una distancia de 4 mm. A esta distancia la imagen aumenta y en la pantalla vemos la distribución de la intensidad sólo de la zona central del haz. Sin embargo, la intensidad disminuye respecto a la de la distancia anterior y para comparar esta curva con la anterior tenemos que multiplicar la intensidad en cada punto por la razón entre la segunda y primera distancias (por 2 en este caso). El mismo procedimiento se ha aplicado para las curvas 3 y 4 las cuales fueron medidas para distancias de

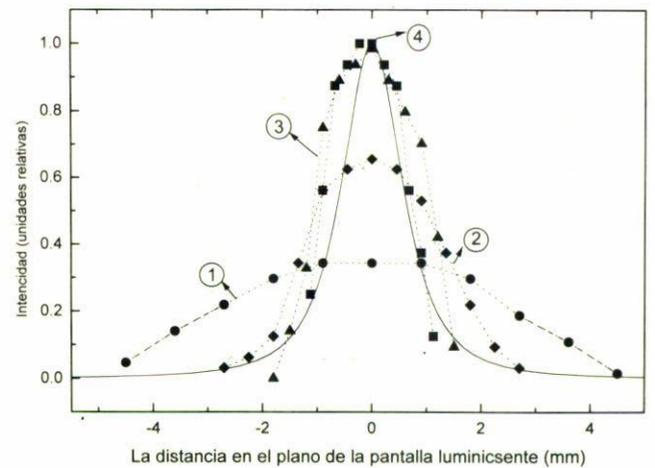


FIGURA 8. Patrón de campo lejano medido en la pantalla del convertidor electro-óptico.

6 y 8 mm, respectivamente. Nótese que estas dos últimas casi coinciden, lo que muestra que para estas distancias la respuesta en la pantalla depende linealmente de la intensidad del haz en el fotocátodo.

Para la curva 1, el eje horizontal de la gráfica de a Fig. 8 muestra la coordenada del punto en donde se mide la intensidad del patrón en la pantalla del CEO. Para poder poner las demás curvas en la misma gráfica, se disminuyó para ellas la unidad de distancia del eje horizontal en razón al aumento de la distancia entre el DL y el fotocátodo del CEO.

La curva continua de la Fig. 8 representa la distribución calculada usando el programa de cálculo que se describirá más adelante. Como se puede notar, nuestro método produce una coincidencia bastante buena y la diferencia entre las curvas calculada y experimental se debe al hecho de que el diámetro del FD es grande (2 mm) si tomamos en cuenta que el diámetro de la pantalla es de 4 cm; o sea, solamente 20 veces mayor que el diámetro del FD.

La ventaja de este método estriba en que el error de la posible desviación del plano de medición con respecto a la línea de difracción desaparece debido a que la distribución de intensidad en el plano del fotocátodo se convierte en visible. La exactitud del método está limitada por el tamaño de la pantalla del convertidor (4 cm de diámetro) y por su rango de respuesta lineal a la intensidad de la luz.

3. Cálculos

En la Fig. 1 se presenta la cavidad óptica transversal simétrica de un láser de siete capas compuestas por la zona activa de GaAs (capa 4) con un índice de refracción $n_o = 3.615$ y tres pares de capas de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a cada lado de la zona activa. Estas capas se van emparedando sucesivamente para formar la cavidad óptica transversal del láser. Colindantes con la zona activa tenemos las capas 3 y 5 con la composición de Al: $x = 0.3$ e índice de refracción $n_1 = 3.399$. Después siguen las capas 2 y 6 con $x = 0.4$ y $n_2 = 3.347$. Finalmente apa-

recen las capas 1 y 7 con $x = 0.8$ y $n_3 = 3.161$. Los valores de los índices de refracción de cada capa corresponden a la longitud de onda de emisión del láser $\lambda = 0.856 \mu\text{m}$.

Si la longitud de onda de emisión es del orden de $\lambda \sim d/n_2$, donde d es el ancho de la guía de onda, entonces el índice efectivo de refracción del modo fundamental N_o estará en el intervalo $n_2 < N_o < n_3$. Si $\lambda \sim d/n_1$ entonces el índice efectivo de refracción del modo fundamental N_o estará en el intervalo $n_1 < N_o < n_2$ y podrá aparecer un segundo modo en el intervalo $n_2 < N_1 < n_3$. Una evaluación rápida para la estructura PR-437 donde $d \approx 0.6 \mu\text{m}$ nos indica que será más probable la segunda situación donde N_o se encuentre entre los valores de n_1 y n_2 , mientras que N_1 debe estar entre n_2 y n_3 .

Para encontrar los autovalores de los diferentes modos N_o , N_1 , etc. así como la distribución transversal de los campos eléctrico y magnético se ha resuelto la ecuación de onda con una función de onda escalar del tipo

$$\Psi(x, z, t) = \Psi(x)\exp[i(\omega t - \beta z)],$$

donde ω es la frecuencia temporal del modo que se genera y se propaga dentro del láser y β , su correspondiente vector de onda. Las condiciones de contorno para este problema son: la continuidad de las componentes tangenciales de los campos en cada frontera:

$$\Psi_i(x = j) = \Psi_{i+1}(x = j), \quad \left. \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \right|_{x=j} = \left. \frac{\partial \Psi_{i+1}}{\partial x} \right|_{x=j},$$

donde i significa el número de cada capa de la estructura: $i = 4, 5, 6$ y 7 , y j es el valor de x en las fronteras $j = 0.015, 0.15, 0.3 \mu\text{m}$; además, $\Psi(\infty) \rightarrow 0$

Para simplificar los cálculos, se ha utilizado el método de la matriz de transferencia para coser la función de onda en las fronteras de la cavidad óptica y hallar los autovalores de los modos, o sea los valores de β que anulan los miembros $m_{21}(\beta)$ y $m_{11}(\beta)$ de la matriz de transferencia para los modos pares e impares, respectivamente:

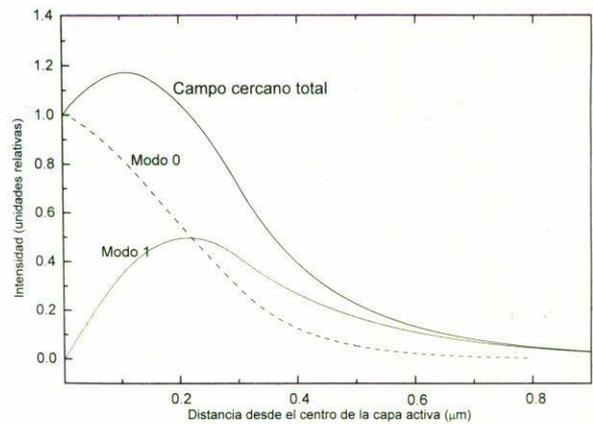
$$\bar{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix},$$

donde $\beta_l = k_o N_l$, ($l = 1, 2, 3, \dots$), $k_o = 2\pi/\lambda_o$ y λ_o es la longitud de onda de emisión en el vacío.

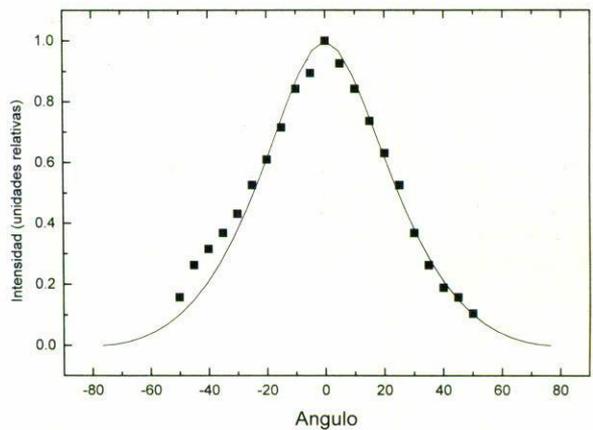
Se encontraron dos modos: el modo fundamental $N_o = 3.364$ descansa efectivamente entre n_1 y n_2 , mientras que el modo $N_1 = 3.226$ está entre n_2 y n_3 como se esperaba.

En la Fig. 9a se muestran los patrones del campo cercano calculados para los modos 0 y 1. El campo resultante se encuentra confinado dentro de la cavidad y abarca alrededor de $0.6 \mu\text{m}$ y viene expresado por la suma de los campos de los modos 0 y 1

$$\Psi(x, z) = \Psi_1(x, z) + \Psi_2(x, z)$$



(a)



(b)

FIGURA 9. a) Campo cercano calculado para la estructura PR-437. b) Patrón de campo lejano de la estructura PR-437. La línea continua corresponde al resultado del cálculo considerado el primer modo multiplicado por 0.325; la línea de puntos es la curva medida con $J = 1.32 J_{th}$ representada en la Fig. 6.

Nótese que el experimento (ver Fig. 4d) arrojó una extensión del campo cercano unas diez veces mayor. Esta discrepancia está relacionada con la resolución del sistema óptico utilizado para la medición. Este sistema no permite distinguir imágenes con dimensiones del orden o menores que $2-3 \mu\text{m}$.

La distribución resultante del campo cercano nos permite calcular el patrón del campo lejano por la fórmula (Ref. 4, Cap. 2, pág. 75 ver fórmula 2.7-28)

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{|\Psi(\theta)|^2}{|\Psi(0)|^2} = \frac{\cos^2 \theta \left| \int_0^\infty \Psi(x, 0) \exp(j \text{sen } \theta k x) dx \right|^2}{\left| \int_0^\infty \Psi(x, 0) dx \right|^2},$$

donde θ es el ángulo entre la dirección normal al espejo del láser y el radio vector al punto de observación. El campo cercano $\Psi(x, 0)$ significa que el plano del espejo del láser se ha tomado como el plano $z = 0$. En la Fig. 9b la línea continua representa el patrón de campo lejano calculado. Para ajustar los datos experimentales con el cálculo del campo lejano la función de onda del primer modo se multiplicó por un factor igual a 0.325. Obviamente este factor debe de ser menor

que 1, (debido al hecho que el factor de confinamiento para el modo 1 es menor que para el modo 0) y su valor exacto debe depender de la geometría de la estructura. Los puntos corresponden a los mediciones con $J = 1.32 J_{th}$ de la Fig. 6.

La curva continua en la Fig. 8 representa la distribución de la intensidad luminosa en un plano, esta también fue calculada usando el mismo programa de cálculo.

4. Conclusiones

Se determinaron las características de la estructura láser PR-437 con capas adicionales de confinamiento óptico y capa activa nanométrica, la cual presenta una densidad de corriente de umbral de $J_{th} = 340 \text{ A/cm}^2$ y longitud de onda de emisión $\lambda = 856.5 \text{ nm}$. El patrón de campo cercano muestra

emisión por puntos debido a la generación de radiación por filamentos de corriente. Se desarrollaron programas de cálculo para la determinación de los patrones de campo cercano y lejano para estructuras láser que contienen hasta 7 capas epitaxiales. Para medir los patrones de campo lejano, además del método convencional, hemos usado otro que fue desarrollado por nosotros y que consiste en mediciones de la distribución de la intensidad luminosa en la pantalla de un convertidor electro-óptico. Finalmente los patrones calculados se comparan con los obtenidos experimentalmente.

Agradecimientos

Trabajo apoyado parcialmente por CONACyT.

-
1. V.M. Andreev *et al.*, *Sov. Phys. Semicond.* **21** (7) (1987) 736.
 2. V.M. Andreev *et al.*, *Joint Soviet-American Workshop on Physics of Semiconductors Lasers* (1991) 24.
 3. P. Díaz Arencibia *et al.*, en *Surfaces, Vacuum and their Applications*, *AIP Conference Proceedings*, Cancun, Mexico, Septiembre 1994, p. 151
 4. H.C. Casey and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, (Academic Press Inc., 1978).