

Estudio de las características de la cavidad óptica transversal GRIN-parabólica de láseres de AlGaAs-GaAs

JUAN A. MARTÍN ALFONSO

*Facultad de Ciencias, Filial Pedagógica "Asamblea de Guáimaro"
Circunvalación Norte, Ciego de Avila, Cuba*

PEDRO DÍAZ ARENCIBIA

*Facultad de Física, Universidad de La Habana
La Habana, Cuba*

Y

FRANCISCO GARCÍA REYNA

*Facultad de Ciencias, Filial Pedagógica "Asamblea de Guáimaro"
Circunvalación Norte, Ciego de Avila, Cuba*

Recibido el 24 de junio de 1993; aceptado el 27 de septiembre de 1993

RESUMEN. En el presente trabajo se estudia teóricamente el comportamiento de los parámetros de la cavidad óptica transversal de un láser de GaAs-AlGaAs con variación parabólica del índice de refracción GRIN-SCH. Se resuelve la ecuación de onda de manera exacta y se analiza el campo cercano y los valores del índice efectivo de refracción del modo fundamental. Se logran las condiciones para la existencia del modo fundamental y se calculan además las características del factor de confinamiento y del campo lejano en el plano perpendicular a la zona activa. Los resultados del trabajo se comparan con los de la cavidad óptica transversal de una estructura similar SCH-recta.

ABSTRACT. In this paper we study theoretically the characteristics of a GaAs-AlGaAs laser transverse optical cavity with a parabolic graded variation of the refractive index (GRIN-SCH). We give an exact solution of the wave equation and analyze the near field distribution as well as the values of the effective refractive index of the fundamental mode. The condition for a mono mode optical cavity are also deduced. The behavior of the confinement factor and the far field in the plane perpendicular to the active region are reported. The results for the GRIN-SCH structure are compared with a similar SCH-straight laser transverse optical cavity.

PACS: 78.45.+h; 42.55.Px

1. INTRODUCCIÓN

En el funcionamiento de los láseres semiconductores un factor de gran importancia lo constituyen las características de la cavidad óptica transversal. En general, los valores mínimos de la densidad de corriente de umbral J_u se han obtenido para la estructura de confinamiento separado de electrones y fotones (SCH). El factor de confinamiento

Γ influye directamente en la J_u . Por otra parte, la forma y extensión del modo óptico fundamental que se propaga por la guía de luz determina el campo lejano de la radiación del láser en el plano perpendicular a la zona activa. En los últimos años han aparecido diversas variantes de la estructura SCH. Particularmente la estructura con una variación gradual parabólica del índice de refracción GRIN-SCH ha sido reconocida como la más prometedora atendiendo a los bajos valores de la corriente de umbral logrados ($J_u \simeq 200 \text{ A/cm}^2$, como promedio) [1,2]. Sin embargo, valores de $J_u = 120 \text{ A/cm}^2$ y $J_u = 192 \text{ A/cm}^2$ han sido reportados recientemente [3,4] para estructuras SCH-rectas crecidas por el método de epitaxia de la fase líquida a bajas temperaturas.

El objetivo del presente trabajo ha sido la comparación de las características de la cavidad óptica transversal en las estructuras SCH-recta y GRIN-SCH obtenidas teóricamente.

La Secc. 2.1 presenta la solución exacta de la ecuación de onda para la estructura GRIN-SCH y se determinan los valores de la constante de propagación $\beta_n = k_0 N_n$ de los modos que contiene la guía de luz, reportándose las del modo fundamental, así como su distribución espacial. En la Secc. 2.2 se dan las expresiones para determinar el espesor máximo w_c de la guía que establece la condición para lograr una guía monomodal en ambas estructuras. En la Secc. 2.3 se calcula la dependencia del factor de confinamiento Γ de los parámetros de la guía para el modo fundamental. Por último, en la Secc. 2.4 se calcula la distribución de la intensidad $I(\theta)$ del campo lejano para la estructura GRIN-SCH, donde se determina el ángulo $\theta_{1/2}$ para el cual la intensidad cae a la mitad.

En la Secc. 3 se presentan y se discuten los resultados obtenidos de los cálculos. Nosotros analizamos la comparación de las características ópticas de ambas estructuras, particularmente la dependencia del factor de confinamiento Γ con el espesor de la capa activa (d) y con el salto del índice de refracción de la guía de luz (Δn) para ambas estructuras. También se realiza la comparación del ancho del campo lejano θ_\perp en dependencia del espesor de la guía de luz.

2. TEORÍA

2.1. Solución de la ecuación de onda

El esquema de la cavidad óptica transversal, en el láser a estudiar, se presenta en la Fig. 1 junto con el perfil del índice de refracción, el cual es de tipo parabólico:

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & \text{si } |x| \leq d/2; \\ n_* [1 - 2\Delta(2x/w)^2]^{1/2}, & \text{si } d/2 < |x| \leq w/2; \\ n_2, & \text{si } |x| > w/2; \end{cases} \quad (1)$$

donde n_0 y d son el índice de refracción y el espesor, respectivamente, de la zona activa; w es el ancho de la guía y $2\Delta = (n_*^2 - n_2^2)/n_*^2$ es la variación relativa de $n(x)$; n_* está

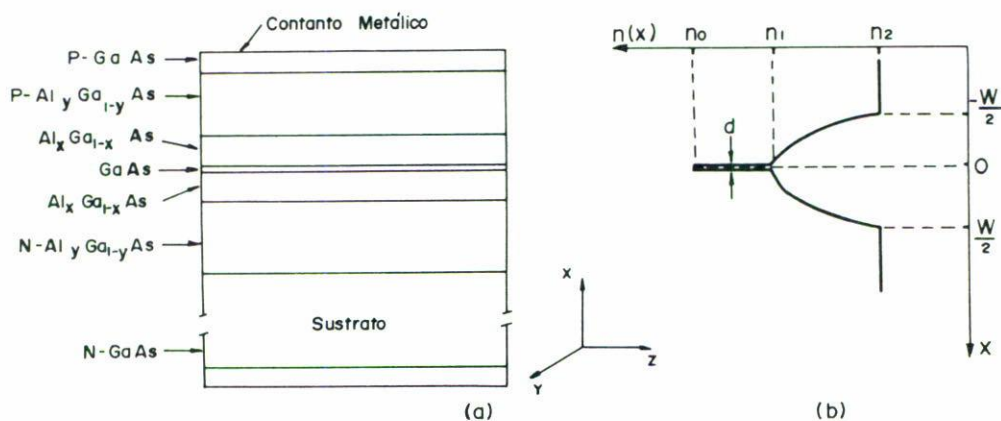


FIGURA 1. a) Esquema de la cavidad óptica transversal, en el láser, y del sistema de coordenadas empleado. b) Perfil de índice de refracción en la guía.

dado por

$$n_*^2 = \frac{n_1^2 - n_2^2 \left(\frac{d}{w}\right)^2}{1 - \left(\frac{d}{w}\right)^2}.$$

En nuestro modelo, el espesor de las capas de mayor banda energética prohibida ($\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$) se considera infinito. Desde el punto de vista práctico esto significa que su espesor es lo suficientemente grande para que las colas de la distribución del modo que se propaga en la guía no penetren en el sustrato y la capa de contacto.

Si se tiene en cuenta la simetría de la estructura, a ambos lados de $x = 0$, en la dirección transversal, los modos se separan en pares e impares y por tanto sólo es necesario obtener la solución del problema para $x \geq 0$ [5]. Como la variación del índice de refracción es muy suave ($\Delta \ll 1$), podemos usar la aproximación escalar de los campos para calcular los modos que se propagan confinados en la guía de luz [6]. Estos se obtienen de la ecuación de onda

$$\nabla_t^2 \Psi + [k_0^2 n^2(x) - \beta_n^2] \Psi = 0, \quad (2)$$

donde ∇_t^2 es el laplaciano transversal, Ψ es la componente en la dirección y de \mathbf{E} ó \mathbf{H} , $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 es la longitud de onda en el vacío, $\beta_n = k_0 N_n$ es la constante de propagación, y hemos tomado la solución en la dirección z y en el tiempo de la forma $\exp[i(\beta_n z - \omega t)]$.

Dado que no hay variación de índice de refracción en la dirección y , se supone la cavidad infinita en esta dirección, por tanto los modos transversales TE y TM se obtienen de la solución de la ecuación

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta_0^2] \Psi = 0. \quad (3)$$

La Ec. (3) tiene soluciones distintas en las regiones $0 \leq x \leq d/2$, $d/2 < x \leq w/2$ y $w/2 < x < \infty$ (véase Fig. 1).

Debido a que en las fronteras entre las capas $x = d/2$ y $x = w/2$ se conservan las componentes tangenciales de los campos, y teniendo en cuenta la relación existente entre la componente H_z del campo magnético y la componente E_y del eléctrico, se obtienen las siguientes condiciones de frontera para Ψ [7]:

$$\begin{aligned}\Psi_1(d/2) &= \Psi_2(d/2), & \Psi_2(w/2) &= \Psi_3(w/2), \\ \frac{d}{dx}\Psi_1(d/2) &= \frac{d}{dx}\Psi_2(d/2), & \frac{d}{dx}\Psi_2(w/2) &= \frac{d}{dx}\Psi_3(w/2).\end{aligned}\quad (4)$$

Las soluciones de la Ec. (3) en las regiones $0 \leq x \leq d/2$ y $w/2 \leq x < \infty$ vienen dadas de la siguiente forma [8]:

En $0 \leq x \leq d/2$,

$$\Psi(x) = A \cos(h_1 x) \quad (\text{solución par}), \quad (5)$$

$$\Psi(x) = B \operatorname{sen}(h_1 x) \quad (\text{solución impar}), \quad (6)$$

donde

$$h_1^2 = k_0^2 n_0^2 - \beta_n^2. \quad (7)$$

En $w/2 < x < \infty$,

$$\Psi(x) = C \exp[-h_3(x - w/2)], \quad (8)$$

donde

$$h_3^2 = \beta_n^2 - k_0^2 n_2^2. \quad (9)$$

Para resolver la ecuación de onda en la región $d/2 \leq x < w/2$, es conveniente introducir la variable ξ y el parámetro α de la siguiente forma:

$$\xi = \left[\frac{4k_0 n_* \sqrt{2\Delta}}{w} \right]^{1/2} x, \quad \alpha = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_*^2}{4n_* k_0 \sqrt{2\Delta}} w. \quad (10)$$

Sustituyendo $n(x)$, ξ y α en la ecuación de onda (3) y después de algunas simplificaciones algebraicas, llegamos a la ecuación del cilindro parabólico:

$$\frac{d^2\Psi}{d\xi^2} - \left[\frac{\xi^2}{4} + \alpha \right] \Psi = 0, \quad (11)$$

cuya solución general es [6]

$$\Psi(\xi) = \left[DM\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{\xi^2}{2}\right) + G\xi M\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{3}{4}, \frac{3}{2}, \frac{\xi^2}{2}\right) \right] \exp(-\xi^2/4), \quad (12)$$

donde las $M(a, c, z)$ son las funciones hipergeométricas confluentes.

Definiendo el semiancho del campo $\Psi(\xi)$ por

$$\omega_0 = \left[\frac{w}{2k_0 n_*} \left(\frac{2}{\Delta} \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (13)$$

la solución (12) como función de x se puede expresar en la forma

$$\Psi(x) = D\Phi_1(\alpha, x) + G\Phi_2(\alpha, x), \quad (14)$$

donde

$$\Phi_1(\alpha, x) = M\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{2x^2}{\omega_0^2}\right) \exp(-x^2/\omega_0^2), \quad (15)$$

$$\Phi_2(\alpha, x) = \frac{2x}{\omega_0} M\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{3}{4}, \frac{3}{2}, \frac{2x^2}{\omega_0^2}\right) \exp(-x^2/\omega_0^2). \quad (16)$$

Imponiendo las condiciones de frontera (4) se obtiene la ecuación de autovalores para los modos pares:

$$\left[u^2 + \frac{4\alpha}{\omega^2} \right]^{1/2} = \frac{\gamma \operatorname{sen}(\gamma d/2) \tau - \cos(\gamma d/2) \rho}{\gamma \operatorname{sen}(\gamma d/2) \sigma - \cos(\gamma d/2) \delta}. \quad (17)$$

En esta expresión:

$$\gamma = \left[v^2 - \frac{4\alpha}{\omega^2} \right]^{1/2},$$

$$\tau = \Phi_1(\alpha, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha, w/2) - \Phi_2(\alpha, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha, w/2),$$

$$\rho = \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha, w/2) - \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha, w/2),$$

$$\sigma = \Phi_2(\alpha, d/2) \Phi_1(\alpha, w/2) - \Phi_2(\alpha, w/2) \Phi_1(\alpha, d/2),$$

$$\delta = \Phi_2(\alpha, w/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha, d/2) - \Phi_1(\alpha, w/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha, d/2)$$

y

$$u^2 = k_0^2 (n_*^2 - n_2^2), \quad v^2 = k_0^2 (n_0^2 - n_*^2). \quad (18)$$

Análogamente, para los modos impares obtenemos

$$\left[u^2 + \frac{4\alpha}{\omega^2} \right]^{1/2} = - \frac{\gamma \cos(\gamma d/2) \tau - \operatorname{sen}(\gamma d/2) \rho}{\gamma \cos(\gamma d/2) \sigma - \operatorname{sen}(\gamma d/2) \delta}. \quad (19)$$

Para hallar los autovalores α de la Ec. (17) hemos utilizado el método de pruebas [9] para solucionar ecuaciones trascendentes.

Desde el punto de vista práctico, es de interés el caso en que sólo exista el autovalor α_0 (modo cero), para lo cual se deben seleccionar adecuadamente los valores de n_0, n_1, n_2, d y w . El índice de refracción efectivo del modo fundamental está dado por

$$N_0 = \frac{1}{k_0} \left[k_0^2 n_*^2 + \frac{4\alpha_0}{\omega_0^2} \right]^{1/2}. \quad (20)$$

De la solución del sistema lineal homogéneo que se obtiene al imponer las condiciones de frontera (4) se calculan las constantes C, D y G dado $A = 1$, que describen la amplitud del campo para el modo fundamental en la polarización TE. Estas están dadas por

$$\begin{aligned} C &= \left[\Phi_2(\alpha_0, w/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha_0, w/2) - \Phi_1(\alpha_0, w/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha_0, w/2) \right] \zeta, \\ D &= - \left[\frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha_0, w/2) + h_3^{(0)} \Phi_2(\alpha_0, w/2) \right] \zeta, \\ G &= \left[h_3^{(0)} \Phi_1(\alpha_0, w/2) + \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha_0, w/2) \right] \zeta, \end{aligned} \quad (21)$$

donde

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{\cos(h_1^{(0)} d/2)}{\chi_1 - \chi_2}, \\ \chi_1 &= \Phi_2(\alpha_0, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha_0, w/2) - \Phi_1(\alpha_0, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha_0, w/2), \\ \chi_2 &= h_3^{(0)} [\Phi_1(\alpha_0, d/2) \Phi_2(\alpha_0, w/2) - \Phi_2(\alpha_0, d/2) \Phi_1(\alpha_0, w/2)], \end{aligned}$$

y usando (7), (9), (10), (13) y (18) obtenemos

$$h_1^{(0)} = \left[v^2 - \frac{4\alpha_0}{\omega_0^2} \right]^{1/2} \quad \text{y} \quad h_3^{(0)} = \left[u^2 + \frac{4\alpha_0}{\omega_0^2} \right]^{1/2}. \quad (22)$$

De esta forma, el campo para el modo fundamental TE se define por

$$\Psi(x) = \begin{cases} C \exp[h_3^{(0)}(x + w/2)], & x < -w/2, \\ D\Phi_1(\alpha_0, x) - G\Phi_2(\alpha_0, x), & -w/2 \leq x < -d/2, \\ \cos(h_1^{(0)}x), & -d/2 \leq x \leq d/2, \\ D\Phi_1(\alpha_0, x) + G\Phi_2(\alpha_0, x), & d/2 < x \leq w/2, \\ C \exp[-h_3^{(0)}(x - w/2)], & x > w/2. \end{cases} \quad (23)$$

2.2. Determinación de la frecuencia de corte para el primer modo

En la fabricación de los láseres semiconductores es importante lograr un solapamiento óptimo entre la región activa donde se genera la radiación luminosa y la distribución del modo confinado en la cavidad óptica transversal. Como ya se señaló anteriormente esto se obtiene en el caso cuando la guía de luz soporta solamente modos pares y particularmente el modo fundamental. Nosotros hemos calculado la condición para la frecuencia de corte del primer modo en las estructuras SCH-recta y GRIN-SCH igualando el valor del índice efectivo de refracción $N_1 = \beta_1/k_0$ con el valor del índice de refracción n_2 de la capa de mayor banda energética prohibida, o sea la cubierta de la guía de luz; con este fin se han fijado los valores de los parámetros d , n_2 , n_1 y n_0 y se ha encontrado el valor del espesor de la guía w_c correspondiente a la condición antes mencionada.

Para la estructura SCH-recta se obtuvo la relación

$$w_c = d + \frac{2}{k_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \arctan R_c, \quad (24)$$

donde

$$R_c = \frac{(n_0^2 - n_2^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \cot \left[k_0(n_0^2 - n_2^2)^{1/2} \frac{d}{2} \right].$$

Mientras que en el caso de la estructura GRIN el valor de w_c es la primera raíz de la ecuación

$$k_0(n_0^2 - n_2^2)^{1/2} \cot \left[k_0(n_0^2 - n_2^2)^{1/2} \frac{d}{2} \right] = \frac{P}{Q}, \quad (25)$$

donde

$$P = \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha_c, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha_c, w_c/2) - \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha_c, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha_c, w_c/2),$$

$$Q = \Phi_1(\alpha_c, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_2(\alpha_c, w_c/2) - \Phi_2(\alpha_c, d/2) \frac{d}{dx} \Phi_1(\alpha_c, w_c/2)$$

y

$$\alpha_c = -u^2 w_c^2 / 4.$$

2.3. Cálculo del factor de confinamiento

El factor de confinamiento Γ está dado por [7]

$$\Gamma = \frac{\int_0^{d/2} |\Psi(x)|^2 dx}{\int_0^\infty |\Psi(x)|^2 dx}, \quad (26)$$

de donde a partir de la definición de Ψ se obtiene

$$\Gamma = \left[1 + \frac{I + C^2/(2h_3^{(0)})}{(d/4) + \text{sen}(h_1^{(0)}d)/(4h_1^{(0)})} \right]^{-1}, \quad (27)$$

donde $I = \int_{d/2}^{w/2} |D\Phi_1(\alpha_0, x) + G\Phi_2(\alpha_0, x)|^2 dx$ debe integrarse numéricamente.

2.4. Cálculo del campo lejano

El campo lejano del láser en el plano (x, z) se define por [7]

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{\cos^2 \theta \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, 0) \exp[j(k_0 \text{sen } \theta)x] dx \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, 0) dx \right|^2}. \quad (28)$$

Teniendo en cuenta que en $z = 0$ se cumple que $E_y(x, 0) = \Psi(x)$, y usando (24) obtenemos

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{\cos^2 \theta [\mathfrak{J}_1(\theta) + C\mathfrak{J}_2(\theta) + \mathfrak{J}_3(\theta)]^2}{\left| 1/h_1^{(0)} \text{sen}(h_1^{(0)}d/2) + C/h_3^{(0)} + \mathfrak{J} \right|^2}, \quad (29)$$

donde

$$\mathfrak{J} = \int_{d/2}^{w/2} [D\Phi_1(\alpha_0, x) + G\Phi_2(\alpha_0, x)] dx,$$

$$\mathfrak{J}_1(\theta) = f(\theta) - g(\theta),$$

con

$$f(\theta) = \frac{h_1^{(0)} \text{sen}(h_1^{(0)}d/2) \cos(k_0 \text{sen } \theta d/2)}{[h_1^{(0)}]^2 - k_0^2 \text{sen}^2 \theta}$$

y

$$g(\theta) = \frac{k_0 \cos(h_1^{(0)}d/2) \text{sen}(k_0 \text{sen } \theta d/2) \text{sen } \theta}{[h_1^{(0)}]^2 - k_0^2 \text{sen}^2 \theta},$$

$$\mathfrak{J}_2(\theta) = \frac{h_3^{(0)} \cos(k_0 \text{sen } \theta w/2) - k_0 \text{sen } \theta \text{sen}(k_0 \text{sen } \theta w/2)}{k_0^2 \text{sen}^2 \theta + [h_3^{(0)}]^2},$$

$$\mathfrak{J}_3(\theta) = \int_{d/2}^{w/2} [D\Phi_1(\alpha_0, x) + G\Phi_2(\alpha_0, x)] \cos[(k_0 \text{sen } \theta)x] dx;$$

\mathfrak{J} e \mathfrak{J}_3 fueron calculadas numéricamente.

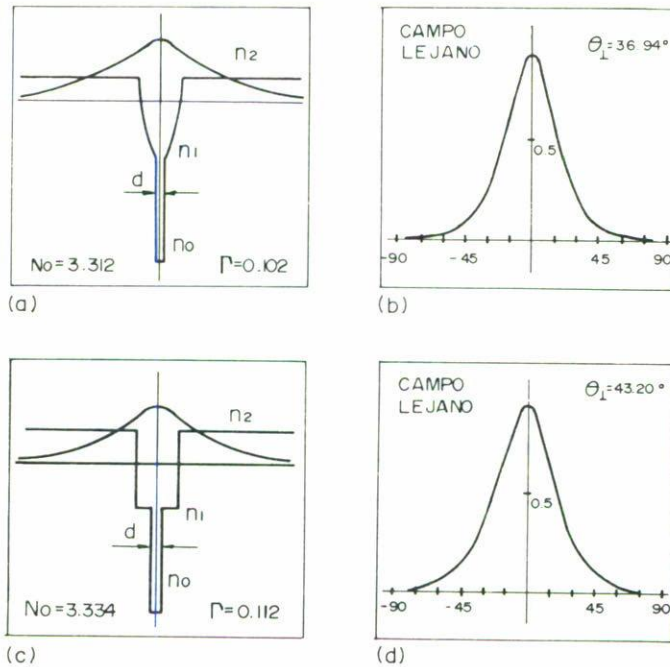


FIGURA 2. Cálculos de la distribución espacial y angular de los campos cercanos y lejanos respectivamente en las estructuras GRIN-SCH (a, b) y SCH-recta (c, d). Los datos que se tomaron para los mismos son $n_0 = 3.637$, $n_1 = 3.424$, $n_2 = 3.267$, $d = 0.03 \mu\text{m}$, $w = 0.17 \mu\text{m}$ y $\lambda_0 = 0.836 \mu\text{m}$.

El parámetro que caracteriza al campo lejano es el semiancho angular a la mitad de la intensidad $\theta_{1/2}$. Este se halla de la condición $I(\theta_{1/2})/I(0) = 1/2$. Para el plano perpendicular a la zona activa, nosotros hemos evaluado el parámetro $\theta_{1/2}$ por el método de pruebas; y así obtenemos el ancho angular

$$\theta_{\perp}(\text{rad}) = 2\theta_{1/2}. \quad (30)$$

3. RESULTADOS

En las Figs. 2a y 2c se compara el valor del índice efectivo de refracción del modo cero N_0 para las estructuras GRIN-SCH y la SCH-recta, respectivamente, en los cuales los espesores de la capa activa d y de la cavidad óptica transversal w y los índices de refracción n_0 , n_1 y n_2 son iguales para ambas estructuras. Se ha obtenido que en el caso de la estructura GRIN-SCH el valor de N_0 siempre es menor que en la estructura SCH-recta; con independencia de los valores de n_0 , n_1 , n_2 , d y w . Este hecho nos lleva a que la extensión de la distribución del campo del modo fundamental en la estructura GRIN-SCH es mayor que en el caso de la estructura SCH-recta y consecuentemente a un campo lejano más estrecho en la estructura GRIN, como puede observarse en las Figs. 2b y 2d.

Los valores que se usaron en este cálculo son: $n_0 = 3.637$ (GaAs), $n_1 = 3.424$ ($\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$), $n_2 = 3.267$ ($\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$), $d = 0.03 \mu\text{m}$, $w = 0.17 \mu\text{m}$ y $\lambda_0 =$

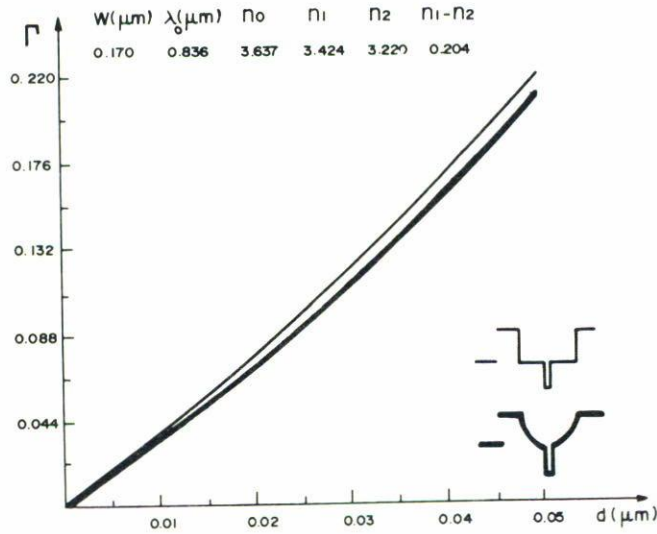


FIGURA 3. Cálculos de $\Gamma(d)$ para las estructuras GRIN-SCH y SCH-recta con $0 \leq 0.05 \mu\text{m}$. Los datos tomados para los cálculos son $w = 0.17 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 0.836 \mu\text{m}$, $n_0 = 3.637$, $n_1 = 3.424$ y $n_2 = 3.220$.

$0.836 \mu\text{m}$ [10]. Estos valores corresponden a la estructura PR-145 en la configuración SCH-recta reportada en la Ref. [11]. La distribución del campo lejano y el ancho θ_{\perp} a la mitad de la intensidad de la radiación presentada en la Fig. 2(d) coincide con la experimental encontrada para la estructura PR-145 antes mencionada.

También los cálculos arrojan que el espesor w_c para la frecuencia de corte del modo N_1 , comparando ambas estructuras, resulta siempre mayor para la GRIN-SCH. Particularmente para los datos anteriores hemos obtenido $w_c(\text{GRIN-SCH}) = 0.476 \mu\text{m}$, mientras que $w_c(\text{SCH-recta}) = 0.408 \mu\text{m}$.

Los valores del factor de confinamiento $\Gamma(d)$ en dependencia del espesor d de la zona activa al mantenerse invariables los demás parámetros para ambas estructuras, arrojan una diferencia pequeña en el intervalo $0 \leq d \leq 0.05 \mu\text{m}$ en detrimento de la estructura GRIN como se muestra en la Fig. 3. A partir de $d \simeq 0.08 \mu\text{m}$ los valores de $\Gamma(d)$ para ambas estructuras prácticamente no difieren. Esto significa que para espesores de la zona activa menores que $0.05 \mu\text{m}$ la influencia de Γ en la densidad de corriente de umbral J_u deberá ser ligeramente peor en la estructura GRIN que en la SCH-recta. No obstante debe señalarse que para ambas estructuras una mejoría del factor de confinamiento Γ puede lograrse cuando el valor de $\Delta n = n_1 - n_2$ aumenta tal como se observa en las Figs. 4 y 5, respectivamente.

La Fig. 6 presenta la comparación del ancho del campo lejano θ_{\perp} a la mitad de su intensidad en dependencia del espesor de la cavidad óptica transversal w tomando como parámetros fijos n_0, n_1, n_2, d y λ_0 . Como puede observarse en el intervalo de valores de w estudiado, la dependencia de $\theta_{\perp}(w)$ aumenta suavemente, manteniéndose más ancho el campo lejano en la estructura SCH-recta. Esto es una consecuencia de su distribución más estrecha en el campo cercano, de donde se deduce una menor divergencia del haz luminoso emitido por un láser con cavidad de Fabry - Perot en la estructura GRIN-SCH.

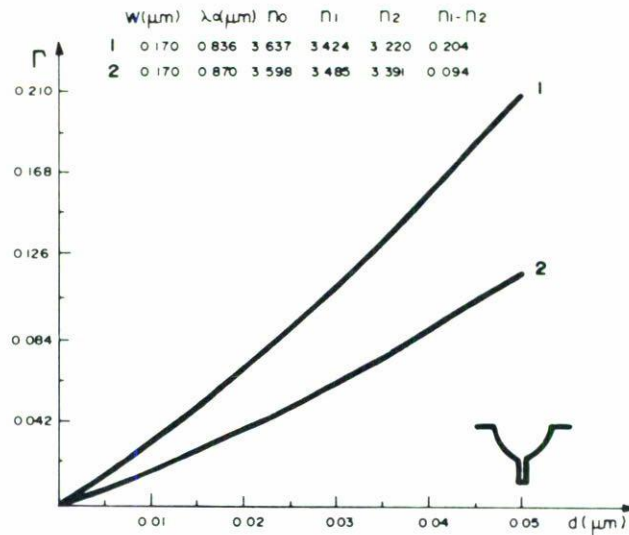


FIGURA 4. Cálculos de $\Gamma(d)$ para la estructura GRIN-SCH con $\Delta n = n_1 - n_2$ diferentes, en la curva 1 ($\Delta n = 0.204$) y en la curva 2 ($\Delta n = 0.094$).

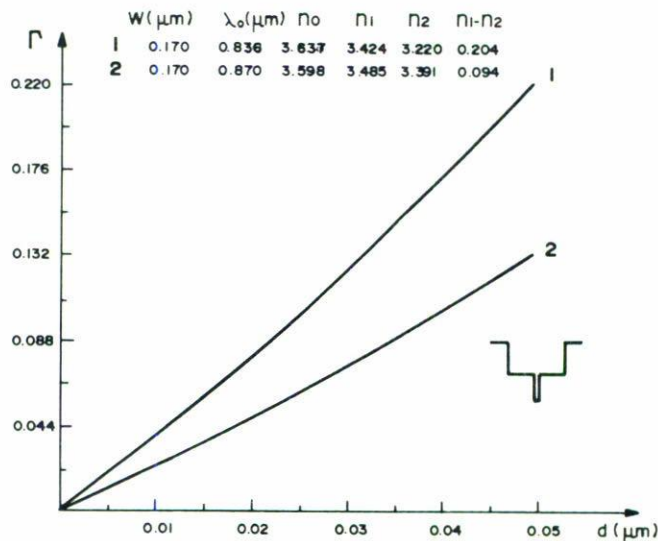


FIGURA 5. Cálculos de $\Gamma(d)$ para la estructura SCH-recta con $\Delta n = n_1 - n_2$ diferentes, en la curva 1 ($\Delta n = 0.204$) y en la curva 2 ($\Delta n = 0.094$).

Otra ventaja del campo lejano de la estructura GRIN-SCH frente a la SCH-recta consiste en que la configuración del mismo es gaussiana.

4. CONCLUSIONES

Hemos obtenido la solución exacta de la ecuación de onda para la cavidad óptica trans-

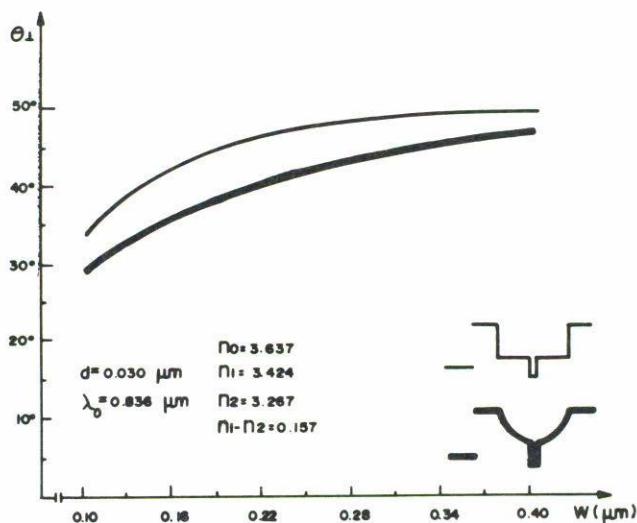


FIGURA 6. Cálculos de $\theta_{\perp}(w)$ para las estructuras GRIN-SCH y SCH-recta en $0.1 \leq w \leq w_c$ (SCH-recta). Para los mismos se tomaron los datos $d = 0.03 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 0.836 \mu\text{m}$, $w_c = 0.408 \mu\text{m}$, $n_0 = 3.637$, $n_1 = 3.424$ y $n_2 = 3.267$.

versal de un láser GRIN-SCH parabólico, determinado la distribución espacial del campo para el modo fundamental TE, el espesor máximo de la guía de luz (dados los demás parámetros) para que la cavidad óptica transversal sea monomodal, así como las expresiones para determinar el factor de confinamiento Γ y la intensidad y ancho angular del campo lejano en el plano perpendicular a la zona activa.

Todo esto nos ha permitido comparar la cavidad óptica transversal de un láser GRIN-SCH con la correspondiente SCH-recta. Se ha establecido que en la SCH-recta el factor de confinamiento Γ es ligeramente mayor que en la GRIN-SCH para espesores d de la zona activa en el intervalo $0 \leq d \leq 0.05 \mu\text{m}$, mientras que la GRIN-SCH tiene siempre un menor índice efectivo de refracción y, consecuentemente, con esto se pueden lograr mayores espesores de la guía de luz que soporten un solo modo. Además, el campo lejano de la cavidad GRIN-SCH tiene menor ancho angular a la mitad de su intensidad y su configuración es gaussiana. También comprobamos que en ambas cavidades se logra un aumento de Γ con un mayor salto ($\Delta n = n_1 - n_2$) del índice de refracción en la guía.

REFERENCIAS

1. W.T. Tsang, *Quantum Confinement Heterostructure Semiconductor Lasers, Semic & Semimetals*, Vol. 24, Cap. 7, Academic Press Inc., New York (1987).
2. C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures (Fundamentals and Applications)*, Cap. 5, Academic Press Inc., New York, (1991).
3. V.M. Andreev, A.B. Kazantsev, V.R. Larionov, V.D. Rumiantsev and V.P. Khvostikov, *Joint Soviet-American Workshop on the Physics of Semiconductors Lasers*, Leningrado (1991), p. 24.
4. P. Díaz, T.A. Prutskij and F. López, *Crys. Res. Technol.* **25** (1990) 1619.
5. L. Schiff, *Quantum Mechanics*, Cooperativa del Libro, La Habana (1962).

6. H.G. Unger, *Planar Optical Waveguides and Fibres*, Mir, Moscú (en Ruso) (1980); A.W. Snyder and J.D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Cap. 13, Chapman and Hall, London, New York (1983), p. 264.
7. M. Casey, Jr. and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Parte A, Academic Press Inc., New York (1978).
8. W. Kaplan, *Ordinary Differential Equations*, Instituto del Libro, La Habana (1968).
9. N.I. Danílina, N.S. Dubróvskaya, O.P. Kvashá, G.L. Smirnov, *Matemática del Cálculo*, Mir, Moscú (1985).
10. V. Evtukhov, *IEEE Trans. MTT* **23** (1975) 44.
11. P. Díaz, T.A. Prutskij, M. Sánchez, V.R. Larionov and V.P. Khvostikov, *Crys. Res. Technol.* **24** (1989) 921.