

INFLUENCIA DEL CONFINAMIENTO Y LA DIFUSIÓN LATERAL DE PORTADORES EN EL TRANSIENTE DE UN LÁSER DE CAVIDAD VERTICAL Y EMISIÓN SUPERFICIAL MULTIMODO

M. Arlego, M. S. Torre

Instituto de Física Arroyo Seco, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires, 7000 Tandil.

marlego@ifas.exa.unicen.edu.ar

En este trabajo mostramos que es posible utilizar ecuaciones de balance espacialmente independientes para analizar los efectos de la difusión lateral de portadores y el confinamiento de los modos transversales sobre el transiente de un láser de cavidad vertical y emisión superficial (VCSEL).

El tiempo de encendido de un VCSEL es parametrizado con el coeficiente de difusión y el factor de confinamiento lateral, con un bajo costo computacional comparado con el empleado en la obtención de los mismos a través de la simulación numérica espacio temporal del modelo propuesto.

In this work we show that it is possible to use spatially independent rate equations, to analyze the effects of the lateral carrier diffusion and the lateral confinement of the transverse optical mode, in a Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSEL).

The turn on time of a VCSEL is parameterized with the diffusion coefficient and the lateral confinement factor, with a low computational cost compared with the full spatial-temporal simulation of the model.

I. INTRODUCCION

El panorama general de los diodos láseres es muy variado, existiendo en la actualidad diodos de diferentes estructuras y composiciones con emisión en un amplio rango de longitudes de onda. Dos recientes desarrollos importantes lo constituyen los láseres de emisión en el visible y los de cavidad vertical y emisión superficial (VCSEL). Los láseres de emisión en el visible, de gran importancia para almacenar información, tendrán en el futuro próximo un gran impacto desde el punto de vista económico. Los VCSEL constituyen una clase de diodos láseres con un diseño altamente adecuado para su integración en circuitos electrónicos y para formar arreglos bidimensionales.

Las comunicaciones ópticas por fibra constituyen otra de las aplicaciones más importantes de los diodos láser. Si bien uno de los máximos objetivos es alcanzar altas velocidades de transmisión, cuando se piensa en un uso masivo de los diodos láseres, como es el caso de sistemas como los de Fibra al Hogar (FTTH), se da prioridad a la cuestión económica, es decir, se busca bajar los costos a pesar de disminuir la velocidad de transmisión. Puesto que los efectos espaciales pueden resultar críticos cuando no se trabaja con láseres de sofisticada fabricación, y por lo tanto más económicos, un conocimiento de los efectos de la difusión de portadores y de las limitaciones que ellos imponen, es de vital importancia.

Debido a que las dimensiones típicas de un VCSEL, en la mayoría de los casos, son comparables a las longitudes de difusión del material, los efectos de la difusión de portadores y su interacción con los modos ópticos debe ser incluida. De la consideración de estos efectos resultan procesos dinámicos y transientes con

una amplia variedad de comportamientos característicos. Las simulaciones numéricas bidimensionales de estos modelos llevan implícitas un gran costo computacional. En este trabajo mostramos que es posible utilizar ecuaciones de balance espacialmente independientes para analizar los efectos de la difusión lateral de portadores y el confinamiento lateral de los modos ópticos transversales sobre el transiente de un VCSEL.

En particular, el tiempo de encendido de un VCSEL es parametrizado con el coeficiente de difusión y el factor de confinamiento lateral, con un bajo costo computacional.

II. MODELO ESPACIO TEMPORAL

El modelo de ecuaciones de balance utilizado está basado en una ecuación de continuidad para la densidad portadores $N(r,t)$ y ecuaciones para el número de fotones $P_i(t)$, en cada modo. [1] Debido a la geometría del VCSEL, es adecuado utilizar un sistema de coordenadas cilíndricas para describir la distribución de la densidad de portadores y el campo óptico en la estructura. En este análisis suponemos completa simetría en el ángulo azimutal ϕ , así, la ecuación para $N(r,t)$ resulta:

$$\frac{\partial N(r,t)}{\partial t} = \frac{I(r)}{qV} - BN^2(r,t) \quad (1)$$

$$- \sum_{i=1}^2 a_i g_i(t) P_i(t) \psi_i^2(r) + D \nabla^2 N(r,t),$$

donde V es el volumen de la región activa, $I(r)$ es el perfil de corriente, el cual se inyecta uniformemente sobre el contacto circular de radio R . D es el

coeficiente de difusión ambipolar y B es el coeficiente de recombinación bimolecular. Las ganancias modales g_i resultan:

$$g_i(t) = 2\pi \int_0^\infty \psi_i^2(r) A_0 [N(r,t) - N_i] r dr / \langle \psi_i \rangle, \quad (2)$$

donde el índice $i=1,2$ distingue las ganancias modales de cada uno de los modos considerados, A_0 es el coeficiente de ganancia diferencial y N_i la densidad de transparencia. Las variaciones transversales de los (m,n) modos, denotados habitualmente como LP_{mn} , vienen dadas por

$$\psi_{mn}(r) = J_m(ur/R) / J_m(u), \quad r \leq R \quad (3)$$

$$\psi_{mn}(r) = K_m(wr/R) / K_m(w), \quad r > R \quad (4)$$

aquí:

$u = R(\epsilon_1 k_0^2 - \beta_{mn}^2)^{1/2}$ y $w = R(\beta_{mn}^2 - \epsilon_2 k_0^2)^{1/2}$, k_0 es el número de onda, n es el número radial y J_m y K_m son las funciones de Bessel de primer y segundo tipo, respectivamente; β_{mn} es obtenida resolviendo numéricamente la ecuación de autovalores correspondiente. [2] Para simplificar la notación, identificamos cada modo con un único índice, de esta forma, el modo transversal LP_{01} se indicará con $i=1$ y el LP_{11} con $i=2$.

Además, definimos

$$\langle \psi_i \rangle = \int_0^\infty \psi_i^2(r) r dr \quad \text{y} \quad a_i = c / \{2\pi L \langle \psi_i \rangle\}.$$

La dinámica de cada modo viene dada por

$$\frac{dP_i(t)}{dt} = c\Gamma g_i(t) P_i(t) - \frac{P_i(t)}{\tau_{pi}} + \frac{2\pi d\beta R}{\tau_n} \int_0^\infty N(r,t) dr, \quad (5)$$

donde P_i es el número de fotones, Γ es el factor de confinamiento vertical, que puede aproximarse como el cociente entre el espesor de la región activa, d y la longitud de la cavidad L , τ_{pi} es el tiempo de vida media del fotón en cada uno de los modos, τ_n es el tiempo de vida media de los portadores y, por último, β es el factor de emisión espontánea.

III. MODELO CON INDEPENDENCIA ESPACIAL

Como se mencionó previamente, el análisis de la dinámica espacio temporal (Ecs. 1-5), requiere un elevado costo computacional. Sin embargo éste puede reducirse si se supone alguna dependencia espacial. Dicha dependencia puede eliminarse explícitamente a través de una adecuada integración de las ecuaciones.

Un desarrollo típico para representar la dependencia radial de la distribución de portadores, es a través de una expansión en serie de Bessel [3]

$$N(r,t) = N_0(t) - \sum_{i=1}^\infty N_i(t) J_0\left(\frac{\sigma_i r}{R}\right), \quad (6)$$

donde, J_0 es la función de Bessel de orden cero, σ_i es la i -ésima raíz de J_1 , la función de Bessel de orden uno.

Sustituyendo (6) en (1) e integrando sobre la región activa del VCSEL, teniendo en cuenta las siguientes relaciones de ortogonalidad de las funciones de Bessel

$$\frac{2}{R^2 J_0^2(\sigma_m)} \int_0^R J_0\left(\frac{\sigma_m r}{R}\right) J_0\left(\frac{\sigma_n r}{R}\right) r dr = \delta_{mn}, \quad (7)$$

se obtiene un conjunto de ecuaciones de rate, espacialmente independientes, para cada término del desarrollo en serie.

Normalmente, sólo se requieren los dos primeros términos, $N_0(t)$ y $N_1(t)$, de la expansión en serie; cuando éste es el caso, N_0 puede interpretarse físicamente como una densidad promedio de portadores, y N_1 como la magnitud de la desviación de $N(r,t)$ respecto de N_0 , la cual resulta como consecuencia del 'Spatial Hole Burning' lateral (SHB). Si la expansión (6) se limita a dos términos y se aplica el procedimiento anteriormente explicado, se obtienen:

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = \frac{I(r)}{qV} \frac{N_0(t)}{\tau_n} \quad (8)$$

$$- \sum_{i=1}^2 \frac{a_i A_0}{\alpha_0} [(N_0(t) - N_i) - N_1(t) G_i] P_i h_{i0}$$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \sum_{i=1}^2 \frac{a_i A_0}{\alpha_1} [(N_0(t) - N_i) - N_1(t) G_i] P_i h_{i1} - \frac{N_1(t)}{\tau_n} (1+h) \quad (9)$$

$$\frac{dP_i}{dt} = c\Gamma A_0 [(N_0(t) - N_i) - N_1(t) G_i] P_i \frac{P_i}{\tau_{pi}} + \frac{\pi d R^2 \beta}{\tau_n} N_0(t) \quad i=1,2 \quad (10)$$

donde $h = (\sigma_i/R)^2 \tau_n D$, y

$$G_i = \frac{1}{\langle \psi_i \rangle} \int_0^\infty \psi_i^2(r) J_0\left(\frac{\sigma_i r}{R}\right) r dr, \quad i=1,2 \quad (11)$$

Los coeficientes h_{ik} , que representan el solapamiento entre la distribución de la densidad de portadores y los modos ópticos, quedan determinados por las siguientes expresiones

$$h_{ik} = \int_0^R \psi_i^2(r) (J_0)^k \left(\frac{\sigma_i r}{R}\right) r dr. \quad (12)$$

Es importante notar que, para una dada elección de los parámetros específicos del problema, estos coeficientes se calculan numéricamente una sola vez, resultando en valores constantes. Conocidos los h_{ik} , la dependencia espacial explícita es eliminada de las ecuaciones de rate originales ya que es reemplazada por los coeficientes h y h_{ik} . Claramente, la solución de las Ecs. (8-10) requerirá un costo computacional considerablemente menor que las ecuaciones originales (Ecs. 1 y 5). A pesar de que sólo se retienen los dos primeros términos del desarrollo en serie, con estas ecuaciones es posible modelar los efectos de la difusión y del confinamiento lateral en el transiente de encendido del VCSEL. Cabe destacar que recientemente también los efectos difusivos del apagado de un VCSEL han sido reproducidos a partir de estas ecuaciones con independencia espacial. [3]

IV. RESULTADOS

Se integró numéricamente el sistema de ecuaciones temporales con independencia espacial (Ecs. 8-10),

haciéndolo evolucionar hasta el estado estacionario correspondiente a la corriente de inyección I_{off} . Mediante una función escalón temporal, que define el tiempo inicial, $t_{mic} = 0$, se cambia el valor de corriente a I_{on} y se deja evolucionar el sistema hasta su nuevo estado estacionario. Los valores de I_{off} e I_{on} están referidos al valor de la corriente umbral, I_{th} , evaluada sin considerar los términos difusivos. [4]

Definimos el tiempo del transiente, T_d , para cada modo, respecto del tiempo inicial t_{mic} , como el intervalo de tiempo que cada $P_i(t)$ requiere para alcanzar por primera vez el valor de estado estacionario correspondiente a la corriente de inyección I_{on} . Evidentemente, los valores de T_d dependerán del valor de estado estacionario definido por I_{off} .

La Figura 1 muestra los tiempos de transiente en función del coeficiente de difusión para valores fijos de $I_{off} = 0.6I_{th}$ e $I_{on} = 6I_{th}$ en tres estructuras VCSEL de radios $R = 3, 5$ y $7 \mu m$ respectivamente.

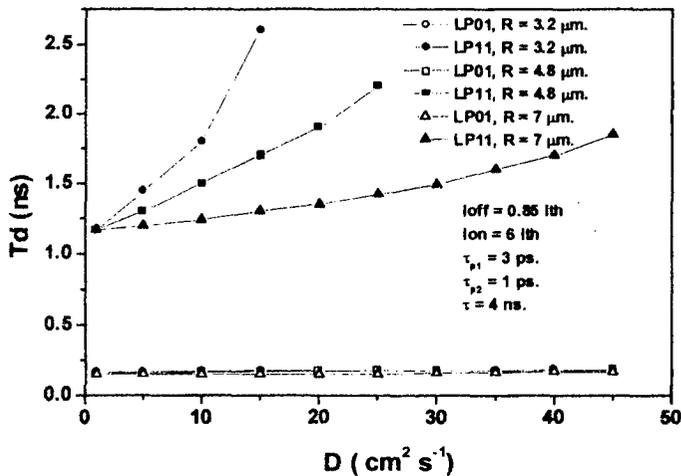


Figura 1. Dependencia del tiempo de encendido respecto del coeficiente de difusión y del radio de la región activa, según el modelo de independencia espacial.

La geometría circular del contacto de inyección de corriente, favorece la aparición en primer término del modo 1. Los efectos difusivos son más notables en el modo 2 y en las estructuras de menor radio, en la que la longitud de difusión típica es comparable a las dimensiones del dispositivo. Efectivamente, el parámetro que caracteriza los efectos difusivos es la longitud de difusión, $L_{dif} = (D \tau_n)^{1/2}$, que para valores usados (por ej.: $D = 25 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ y $\tau_n = 4 \text{ ns}$) es de alrededor de $3 \mu m$.

En el modelo con independencia espacial, la relación entre el coeficiente de difusión y el radio, está dada a través del parámetro $h = (\sigma_l L_{dif} / R)^2$, el cual indica que los efectos difusivos dependen únicamente de la relación entre D y R . El significado físico de h puede analizarse a través de la (Ec. 9): una disminución del valor de h es equivalente a un incremento en el tiempo

de recombinación efectiva, $\tau_{nl} = \tau / (1+h)$, de N_1 ; dicho aumento hará que se incremente el rate de recombinación de estos portadores y por lo tanto el tiempo que permanece el SHB; esto da un mejor solapamiento de la densidad de portadores con el modo 2 explicando así, por qué a bajos valores del coeficiente de difusión, el modo 2 tiene un tiempo de encendido menor que el correspondiente a altos valores de D .

El tiempo de encendido, para cada modo y un determinado radio, crece con el coeficiente de difusión D . Este comportamiento es consecuencia del SHB ya que, para altos valores de D , la depresión en la distribución de portadores generada por la alta recombinación de portadores en el modo 1, es rápidamente rellenada por los portadores de la periferia y en consecuencia el modo 2 tiene menos portadores disponibles y alcanza su umbral de emisión en un tiempo posterior.

La Figura 2 muestra el comportamiento de T_d en función de la relación I_{on}/I_{th} para una estructura VCSEL de radio $R = 5 \mu m$ y dos valores del coeficiente de difusión. El valor de $I_{off} = 0.6 I_{th}$ se ha mantenido constante para realizar la comparación.

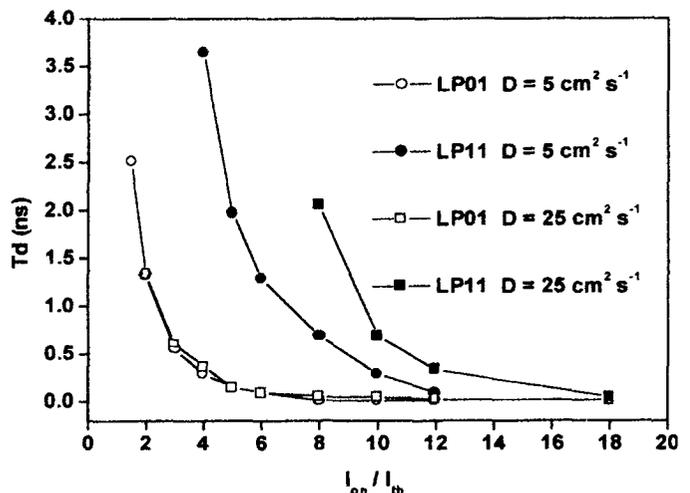


Figura 2. Dependencia del tiempo de encendido respecto de la corriente inyectada, para un VCSEL, de acuerdo al modelo de independencia espacial.

La geometría circular del contacto de inyección favorece la aparición del modo 1 y atenúa los efectos del retardo que generan los efectos difusivos. En cambio, los modos de órdenes superiores se ven más afectados como consecuencia del SHB. Para todo el rango analizado de I_{on}/I_{th} , el modo 2, muestra un transiente con menor T_d para pequeños valores de D .

En la Figura 3 se observa la dependencia de T_d con el confinamiento, representado a través de la diferencia de índices de refracción entre el core y el well (el confinamiento óptico es mayor cuando la diferencia de índices crece).

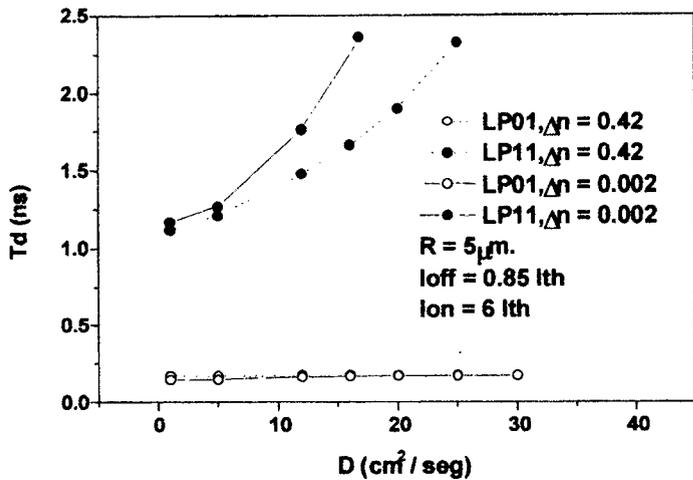
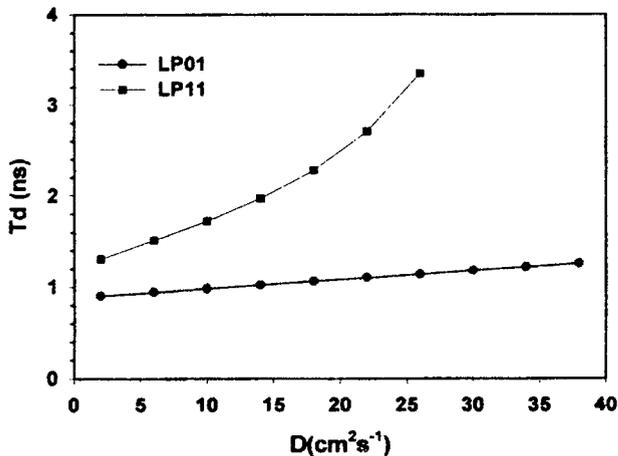


Figura 3. Dependencia del tiempo de encendido según el modelo de independencia espacial, para distintos valores del coeficiente de difusión, tomando el confinamiento lateral como parámetro,

Se puede ver una disminución poco pronunciada para el modo 1, que se hace más notable para el modo 2. Al aumentar el confinamiento, el solapamiento entre el volumen modal y el de portadores es mayor, favoreciendo el proceso de emisión estimulada lo cual permite llegar al umbral más rápido. Finalmente y por completitud se verificó que un orden más en el desarrollo en serie de la (Ec. 6) no modifica significativamente los resultados obtenidos.

V. COMPARACIÓN CON EL MODELO ESPACIO TEMPORAL COMPLETO

La Figuras 4 y 5 muestran los \$T_d\$ evaluados a través de la simulación numérica del modelo completo dado por las ecuaciones (1) y (5), comparados con los resultados obtenidos a través del modelo de independencia espacial. La coincidencia entre ambos resultados es apreciable, a pesar de las aproximaciones que se realizaron en la obtención de los \$T_d\$ a través del modelo con



independencia espacial.

Figura 4. Dependencia del tiempo de encendido respecto del coeficiente de difusión en un VCSEL, modelo espacio-temporal.

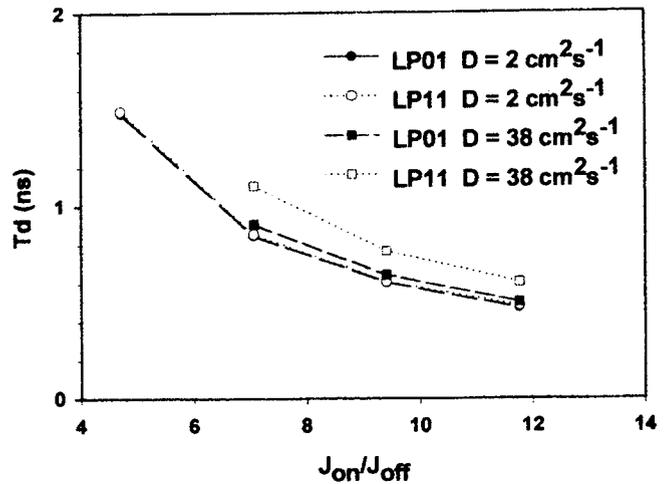


Figura 5. Dependencia del tiempo de encendido en función de la corriente de inyección, según el modelo espacio-temporal completo.

V. CONCLUSIONES

El modelo de ecuaciones de balance con independencia espacial, permite analizar los efectos difusivos en el encendido del láser con un bajo costo computacional. Hemos verificado la consistencia del desarrollo en serie confirmandose que los valores de \$T_d\$ no difieren cuando se incluyen en el modelo términos de segundo orden del desarrollo en serie de funciones de Bessel.

La simulación numérica del modelo completo espacio-temporal muestra la misma dependencia de \$T_d\$ con los diversos parámetros que el modelo de independencia espacial.

REFERENCIAS

- [1] A. Valle, J. Sarma and K. A. Shore, "Spatial Holeburning Effects on the Dynamics of Vertical Cavity Surface-Emitting Laser Diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol 31, Nro. 8, pp 1423-1431, 1995.
- [2] C. H. Chong and J. Sarma, "Lasing mode selection in vertical surface emitting laser diodes", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol 5, pp 761-763, 1993.
- [3] J. J. Morikuni, P. V. Mena, A. V. Harton, K. W. Wyatt, and S. M. Kang, "Spatially Independent VCSEL Models for the Simulation of Diffusive Turn-Off Transients", *IEEE Journal of Lightwave technology*. Vol 17, pp.95-102, 1999.
- [4] L. A. Coldren, S. W. Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", *Wiley Series in Microwave and Optical Engineering*, John Wiley & Sons, Inc, 1995.