

Dependencia térmica de la corriente umbral en láseres semiconductores a pozo cuántico

M. Sánchez[†], N. Suárez Rojas, J. A. Martín^a y Elis Mon

Facultad de Física, Universidad de La Habana, Cuba; maruchy@fisica.cu[†]

^{a)} Facultad de Informática, Universidad de Ciego de Ávila “Máximo Gómez Báez”, Carretera a Morón, Km 9, Ciego de Ávila, Cuba.

[†]autor para la correspondencia

Recibido el 1/02/2009. Aprobado en versión final el 08/07/2009.

Sumario. Se presenta un estudio de la dependencia térmica de la corriente umbral en láseres de diferentes materiales haciendo énfasis los láseres en base a GaInNAs. En este caso se utilizó un modelo que incluye, la recombinación radiativa, la monomolecular y la Auger. El coeficiente de recombinación monomolecular (A_m) se tomó independiente de la temperatura, mientras que para el coeficiente radiativo (B_r) se utilizó una dependencia tipo $B_r \propto T^{-1}$ y para el coeficiente Auger (C_A) una variación exponencial. Estos coeficientes se utilizaron como parámetros de ajuste en la simulación. Los resultados muestran que la recombinación monomolecular es el mecanismo dominante en estos dispositivos y que la recombinación Auger debe tenerse en cuenta en todos los casos aunque con diferente peso según la estructura.

Abstract. Results on the temperature dependence of the threshold current density for semiconductor lasers based in different materials are presented, emphasizing in GaInNAs devices. In this case the model considers, the radiative, monomolecular and Auger recombination components. The monomolecular recombination coefficient (A_m) was taken independent of temperature; while the radiative coefficient (B_r) was taken as $B_r \approx T^{-1}$ and for Auger coefficient (C_A) an exponential dependence was considered. These coefficients were used as adjustable parameters in the simulation. Results shown that while the monomolecular recombination is the main mechanism responsible for the increment of the threshold current with temperature the Auger component should be considered in all cases although with different weight related with the structure.

Palabras clave. Láseres semiconductores, 42.55.Px, Dispositivos a pozo cuántico, 85.35.Be, Dispositivos optoelectrónicos, 85.60.q

1 Introducción

En los últimos años la nanotecnología ha tenido un gran progreso en diferentes áreas, pero, el avance más significativo se ha alcanzado en el área de los semiconductores. Las nanoestructuras semiconductoras han revolucionado la electrónica, la fotónica y la optoelectrónica, y es en esta última donde los beneficios de las estructuras de baja dimensión se han introducido ya en unos pocos dispositivos prácticos, destacándose entre ellos los láseres semiconductores.

Los láseres semiconductores (LDs) forman parte de nuestra vida cotidiana y se utilizan en aplicaciones tan variadas como, sistemas de comunicación óptica por fibra, almacenamiento de información, impresoras, fuente de bombeo para otros láseres, etc.

Uno de los aportes más significativos al desarrollo de estos dispositivos fue la introducción de las heterojunturas por Zh. I. Alferov¹ (premio Nóbel en Física, 2000), lo que hizo posible la obtención de dispositivos con bajos valores de densidad de corriente umbral (J_{th}) que operan en régimen continuo a temperatura ambiente. En par-

ticular fue crucial el desarrollo de la estructura SCH (*Separate Confinement Heterostructure*), donde los portadores son confinados por las barreras situadas a ambos lados de la zona activa; en tanto, la luz es confinada por las capas “*cladding*”, que hacen función de guía de ondas debido a su menor índice de refracción.

Otra contribución importante al perfeccionamiento de los láseres semiconductores fue el desarrollo, en los años 70, de técnicas de crecimiento como la Epitaxia de Haces Moleculares (MBE) y la Deposición Química de Compuestos Metal Orgánicos (MOCVD), con las que comenzaron a desarrollarse los láseres a pozo cuántico (QW) que se introdujeron en la década del 80. La principal ventaja de utilizar como zona activa una capa de espesor cuántico es que la densidad de estados es bidimensional (2D) en lugar de tridimensional (3D) como en una capa volumétrica. Al ser el volumen activo más pequeño, hay una menor cantidad de estados a llenar para lograr la inversión de población requerida para obtener ganancia. Con la introducción de los láseres a QW se logró una importante reducción de la J_{th} . Hoy en día todos los láseres comerciales utilizan alguna variante de estructura SCH con uno o más QW en la zona activa.

En todas las aplicaciones prácticas los dispositivos se calientan, lo que provoca el incremento de la densidad de corriente umbral, que sigue la relación empírica:

$$J_{th} = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1)$$

donde T_0 es la llamada temperatura característica. En la práctica se desea que los dispositivos tengan altos valores de T_0 . Por ejemplo, en láseres de AlGaAs se alcanzan habitualmente valores por encima de 150 K mientras que en los de GaInPAs los valores de este parámetro son pequeños, alrededor de los 60 K.

En la práctica se observan frecuentemente desviaciones de esta ley exponencial dada por (1) y en las curvas de J_{th} en función de la temperatura aparecen puntos de cambio de pendiente llamados “*kinks*”. Por esta razón, es usual reportar para un mismo dispositivo varios valores de T_0 definidos en diferentes intervalos de temperatura.

La dependencia térmica de J_{th} está determinada por los diferentes mecanismos de recombinación y pérdida presentes en el dispositivo. Del total de portadores inyectados en la zona activa de una estructura una parte recombina radiativamente y otra de manera no radiativa por diferentes mecanismos. Los portadores también pueden escapar hacia las capas *cladding* (fuga vertical). Todos los portadores que no participan en la emisión estimulada deben ser compensados por la densidad de corriente umbral, así esta estará dada por la suma de las componentes asociadas a los mecanismos presentes en una estructura determinada.

En este trabajo se presentan los resultados obtenidos por los autores sobre el estudio de la dependencia térmica de J_{th} en láseres de diferentes materiales semiconductores, haciendo énfasis en los láseres en base a GaInNAs que se encuentran aún a nivel de laboratorio.

2 Láseres de $Al_xGa_{1-x}As$

Los láseres en base a $Al_xGa_{1-x}As$ que emiten en el rango de longitudes de onda del rojo al infrarrojo tienen aplicación en impresoras, lectores de CD, equipos de diagnóstico en la medicina, así como en fuentes de bombeo de láseres de estado sólido como el de Nd:YAG y han sido los más estudiados entre todos los láseres semiconductores.

En [2] reportamos un valor de T_0 de 307 K para un láser a QW de $Al_xGa_{1-x}As$ con largo de cavidad de 167 μm . En esta estructura la dependencia térmica de la corriente umbral fue simulada considerando, además de la componente radiativa ($J_{radiativa}$), la recombinación no radiativa de Auger (J_{Auger}) y la fuga de electrones (J_{fuga}) que no son confinados por las barreras y escapan hacia las capas *cladding*.

La componente radiativa de la corriente umbral se puede calcular por la siguiente expresión³

$$J_{rad}(T) = qL_z B_r(T) [n_{th}(T)]^2 \quad (2)$$

donde L_z es el ancho del pozo que forma la zona activa, B_r el coeficiente de recombinación radiativa y n_{th} la densidad de portadores umbral.

La contribución a la corriente de umbral debido a la recombinación no radiativa de Auger se calcula por la siguiente expresión³:

$$J_{Auger}(T) = qL_z C_a(T) [n_{th}(T)]^3 \quad (3)$$

En este caso debe tenerse en cuenta que en un semiconductor pueden tener lugar una gran variedad de procesos Auger, dependiendo de la naturaleza de las posibles transiciones y la concentración de portadores³ por lo que en general su contribución se tiene en cuenta a través de un coeficiente C_a que representa un promedio de estos procesos.

La corriente de fuga de electrones es un mecanismo gobernado por la diferencia de energía (*band-offset*) entre las bandas de conducción de los materiales que forman la zona activa y las capas *cladding*. Para calcular esta componente utilizamos la siguiente expresión aproximada:

$$J_{fuga}^e = \frac{qD_e n^e}{L_e \tanh\left(\frac{S}{L_e}\right)} \quad (4)$$

donde D_e y L_e son el coeficiente y la longitud de difusión de los electrones respectivamente, S es la distancia de la zona activa al contacto y n^e es la concentración de electrones no confinados por la barrera de potencial. Los detalles del cálculo se pueden encontrar en [4].

Teniendo en cuenta estas componentes la densidad de corriente umbral total viene dada por:

$$J_{th}(T) = J_{rad}(T) + J_{Auger}(T) + J_{fuga}^e(T) \quad (5)$$

En la figura 1 se muestra el resultado de la simulación para un dispositivo con un largo cavidad de 476 μm y se observa como la componente radiativa predomina hasta

la temperatura ambiente, mientras que a altas temperaturas la corriente asociada a la fuga de electrones supera al resto de las componentes.

También se puede observar como el cruce de la componente de fuga con la componente radiativa es responsable de la aparición de un *kink* alrededor de los 320 K.

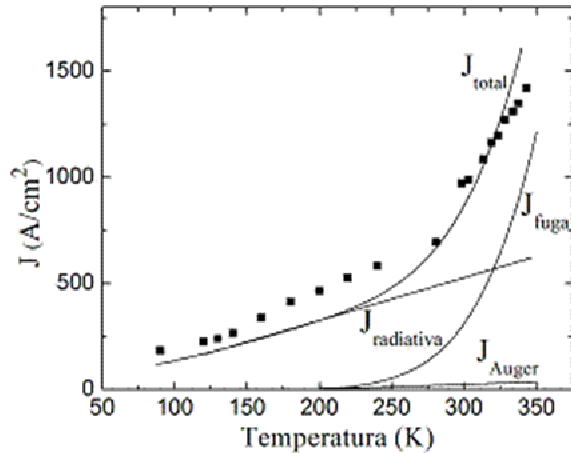


Figura 1. Densidad de corriente umbral simulada junto a sus componentes en función de la temperatura para un dispositivo con zona activa de $\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}^2$.

2.1 Láseres “azules”

La obtención de láseres semiconductores que emiten en longitudes de onda corta (violeta-azul) significó un gran paso de avance tecnológico para la impresión y el almacenamiento de información, entre otras aplicaciones. Entre los semiconductores con posibilidad de emisión en esta región, en la década del 90, se cifraron grandes esperanzas en el CdZnSe. Sin embargo, a pesar del gran número de trabajos teóricos y experimentales desarrollados, estos láseres no alcanzaron los tiempos de vida de 10^4 a 10^5 horas que se requiere para su explotación práctica.

En el CdZnSe la recombinación Auger es despreciable, pues la probabilidad de ocurrencia de este proceso en materiales con energía de la banda prohibida ancha es muy pequeña. Sin embargo, la fuga de portadores, en particular la de huecos, tiene un gran peso siendo responsable del rápido incremento de la densidad de corriente umbral con la temperatura⁵. Esto se debe a la pequeña diferencia entre la energías de la banda prohibida del material de la zona activa y las capas *cladding* en estas estructuras.

Uno de los principales problemas de los láseres en base a CdZnSe es la dificultad para obtener un buen contacto tipo p. Los altos valores de voltaje de más de 10 V que caen en este contacto, provocan un aumento de temperatura adicional durante la operación láser⁶, lo que dificulta la operación en régimen continuo, en particular a altas temperaturas.

En la práctica, la emisión en el ultravioleta y el azul en base a semiconductores se logró a fines de la década del 90 en láseres en base a InGaN. Uno de los problemas fundamentales para crecer estos dispositivos es la falta de un sustrato adecuado, el desacople reticular entre el GaN y el zafiro o el SiC que son los dos sustratos más utilizados, es tan grande, que provoca la generación de una densidad de dislocaciones muy alta, que llegan desde el sustrato hasta la región activa del dispositivo. Estas dislocaciones se comportan como centros de recombinación no radiativa conspirando contra la emisión láser en el material. A pesar de esto, en 1996 Nakamura⁷ reporta el primer láser en base a InGaN que operaba en régimen continuo, emitiendo en la longitud de onda de 417 nm y en enero de 1999 se introdujo en el mercado el primer láser semiconductor emitiendo en el azul.

La posibilidad de obtener emisión eficiente en el InGaN, a pesar de la gran densidad de defectos, está relacionada con la dimensionalidad. El uso de aleaciones en la zona activa de un dispositivo, y en concreto en pozos cuánticos, puede crear no uniformidades debido a fluctuaciones tanto del ancho del pozo como de la composición. En esto juega un papel importante la presencia de tensiones. En el caso del InGaN estos efectos son muy pronunciados y se forman regiones ricas en In que constituyen estados de energía localizados, estos actúan como puntos cuánticos que evitan que los portadores sean atrapados por centros de recombinación no radiativos originados por las dislocaciones⁸.

En [9] reportamos un estudio de la dependencia térmica de la J_{th} para una estructura con zona activa de $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ de 5 nm de espesor rodeada de dos barreras de GaN y estas a su vez por capas *cladding* de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$. En el modelo consideramos la componente de difusión de la corriente de fuga de electrones hacia las capas *cladding* (J_{fuga}^e) por ser pequeña la diferencia de energía entre las respectivas bandas del material de la zona activa y el de la capa *cladding*. De esta forma la J_{th} queda:

$$J_{th}(T) = J_{rad}(T) + J_{fuga}^e(T) \quad (6)$$

En estos láseres encontramos que corriente de fuga de electrones representaba más de la mitad de la corriente umbral total, confirmando que es el principal mecanismo de pérdidas en estos láseres. En este material la densidad de corriente de fuga asociada de huecos es significativamente menor que la de electrones debido a la alta masa efectiva de los huecos, su baja movilidad, y el mayor *band-offset* entre las bandas de valencia por lo que su aporte se puede despreciar.

Por otra parte, a pesar de los grandes éxitos alcanzados en la fabricación de láseres basados en este material, las estructuras tienen problemas con el control y estabilidad de los modos transversales al plano de la juntura y los patrones de campo lejano revelan la presencia de modos de orden superior¹⁰, lo que es un inconveniente en algunas aplicaciones, por lo que las estructuras en base a InGaN son todavía objeto de procesos de optimización¹¹.

2.1 Láseres de GaInNAs

En la actualidad, en los sistemas de comunicación óptica por fibra se utilizan láseres de GaInPAs que emiten en longitudes de onda de 1.3 y 1.5 μm donde las fibras tienen mínimos de absorción. Sin embargo, estos dispositivos tienen valores de T_0 relativamente bajos, del orden de 60 K, por lo que es necesario acoplarles unidades de enfriamiento que encarecen los sistemas.

En 1996 Kondow¹² encontró que añadiendo pequeñas cantidades de nitrógeno en capas de InGaAs en sustitución al arsénico (As) se produce una fuerte reducción la energía de la banda prohibida extendiéndose la longitud de onda de emisión de 1.1 μm al rango de 1.3 a 1.5 μm .

El GaInNAs además se puede crecer pseudomórficamente sobre GaAs lo que resulta muy ventajoso. Otra de las ventajas que ofrece este material al ser crecido sobre GaAs es que la heteroestructura de GaInNAs/GaAs presenta una mayor discontinuidad en la banda de conducción (*band-offset*) que una de GaInPAs/InP, lo que disminuye la posibilidad de fuga de portadores y contribuye a mejorar la estabilidad térmica de los dispositivos.

Por todo esto, en los últimos años se ha desplegado un gran esfuerzo en la investigación sobre este material y se han obtenido a nivel de laboratorio resultados prometedores. Varios grupos han reportado valores de temperatura característica por encima de 150 K^{13,14}, aunque estos se han obtenido en rangos de temperaturas relativamente pequeños.

En la literatura, además existen, discrepancias sobre los mecanismos de recombinación no radiativos predominantes en estos láseres. Si bien es aceptado que el mecanismo predominante es la recombinación monomolecular a través de defectos^{15,16,17}, hay divergencia sobre la presencia o no de corriente de fuga vertical¹⁶ y lateral¹⁷ y la magnitud de la recombinación no radiativa Auger¹⁶.

En [18] simulamos la dependencia térmica de la densidad de corriente umbral en varias estructuras en base a GaInNAs reportadas en la literatura muy similares a la original propuesta por Kondow. En todos los casos consideramos solamente las componentes, radiativa, monomolecular y Auger de la corriente umbral, obteniendo un buen ajuste de los valores experimentales reportados.

La inclusión de la recombinación por defectos o monomolecular en estos láseres se debe la gran cantidad de defectos que produce la introducción de nitrógeno en la zona activa de estos dispositivos¹⁹. En general, estos defectos se forman, en muchos casos, durante el proceso de crecimiento. Para determinar la componente monomolecular de la densidad de corriente umbral se utiliza la siguiente expresión:²

$$J_{mono}(T) = qdA_m n_{th}(T) \quad (7)$$

donde A_m es el coeficiente de recombinación monomolecular. En este trabajo consideramos este coeficiente independiente de la temperatura, teniendo en cuenta que la variación de temperatura, en particular su aumento, no

induce nuevos defectos en el dispositivo. Sin embargo, la densidad de corriente monomolecular varía débilmente con la temperatura a través de la concentración de portadores umbral. En GaInNAs se ha reportado¹⁹ que el coeficiente de recombinación monomolecular es del orden de 10^8 - 10^9 s^{-1} .

En la figura 2 se muestra un esquema de una de las estructuras estudiadas¹⁶. Esta consta de un solo pozo de $\text{Ga}_{0.6}\text{In}_{0.4}\text{N}_{0.005}\text{As}_{0.995}$ en la zona activa. Este autor midió la densidad de corriente umbral en el rango de temperaturas de 283-383 K para un dispositivo con longitud de la cavidad de de 2000 μm y simuló su dependencia térmica considerando la presencia de la recombinación radiativa, la monomolecular y la fuga vertical de huecos, despreciando la recombinación Auger.



Figura 2. Esquema de la estructura reportada por Tansu¹⁶

Nosotros simulamos la data J_{th} vs T reportada por este autor considerando la recombinación monomolecular, la radiativa y Auger. Así la J_{th} total queda:

$$J_{th}(T) = J_{mono}(T) + J_{rad}(T) + J_{auger}(T) \quad (8)$$

La componente de recombinación radiativa se calculó a través de la expresión (2) y la dependencia con la temperatura del coeficiente $B_r(T)$ se consideró según el inverso de T , aunque en el caso de los láseres de GaInNAs algunos autores han utilizado una variación exponencial¹⁵.

La dependencia con la temperatura del coeficiente de recombinación Auger C_a se tomó según^{19,20}:

$$C_a(T) \propto \text{Exp} \left[\frac{-\Delta E_a}{k_B T} \right] \quad (9)$$

donde k_B es la constante de Boltzman y ΔE_a la energía de activación de los procesos Auger, que según reportes en la literatura es del orden de 60 meV en este material²⁰.

La concentración de portadores umbral se calculó a partir de la relación:

$$n_{th} = \frac{\tau_t J_{thexp}}{eL_z} \quad (8)$$

donde J_{thexp} es la densidad de corriente umbral medida experimentalmente y τ_t el tiempo de recombinación total

que en este caso consideramos variable con la temperatura.

En la tabla I se resumen los coeficientes utilizados en el ajuste junto a sus valores a temperatura ambiente y los resultados de la simulación se muestran en la figura 3.

	$A_m (s^{-1})$	$B_r (cm^3 s^{-1})$	$C_a (cm^6 s^{-1})$
	$3.3 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^{-8} T^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-28} e^{-60/KT}$
300 K	$3.3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1.1 \cdot 10^{-29}$

Como puede observarse, con los mecanismos propuestos se logra un buen ajuste de los resultados experimentales. El mecanismo de recombinación predominante en la mayor parte del rango de temperaturas es la componente monomolecular, lo que coincide con lo reportado en la literatura, mientras que la J_{rad} se mantiene casi constante con valores pequeños en todo el rango de temperaturas.

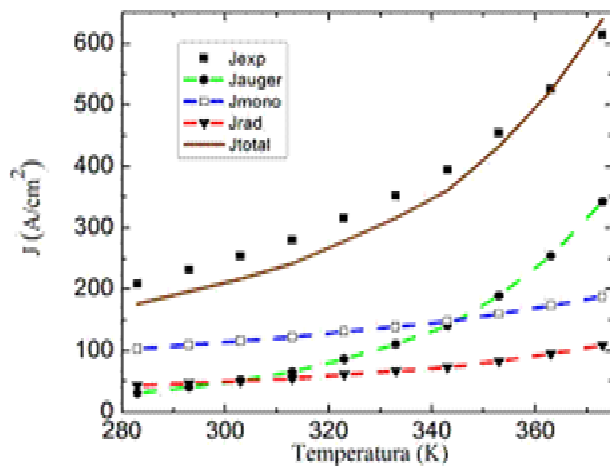


Figura 3. Simulación de la corriente umbral, para el LD de Tansu $Ga_{0.6}In_{0.4}N_{0.005}As_{0.995}$ ¹⁶

Por otra parte se observa que la componente J_{auger} es muy pequeña, del orden de la radiativa, para temperaturas menores que la ambiente haciéndose dominante a altas temperaturas, por lo que su contribución no puede despreciarse como propone Tansu en [16], quien en su lugar incluye la fuga de huecos, la que según nuestros cálculos preliminares es despreciable en concordancia con lo reportado en la literatura por otros autores.

Es importante destacar que el único reporte que hemos encontrado de una medición experimental de los mecanismos de recombinación presentes en estructuras de GaInNAs es la reportada por Fehse¹⁵, quien observó la presencia de la recombinación no radiativa de Auger en su estructura. Como la recombinación Auger es un mecanismo relacionado con el material de la zona activa

consideramos que debe estar presente en todas las estructuras de GaInNAs, aunque en diferente medida en dependencia del valor de la concentración de portadores umbral.

Recientemente, Larsson¹⁷ en una estructura muy similar a la de Tansu pero con 2 pozos de $Ga_{0.62}In_{0.38}N_{0.007}As_{0.993}$ en la zona activa y con un contacto de franja de $3.4 \mu m$, calculó, además de las componentes monomolecular, radiativa y Auger, la contribución de la fuga lateral de portadores. Esta componente está asociada a los portadores que una vez inyectados a través del contacto de franja difunden a ambos lados de la zona activa. Larsson reporta en sus dispositivos valores de esta componente del orden de la recombinación monomolecular, pero incluso, añadiendo este mecanismo su simulación no logra reproducir los datos experimentales. Para el cálculo de la densidad de corriente Auger Larsson toma el coeficiente $C_a(T)$ según una línea recta a partir de ajustar los datos reportados por Fehse¹⁵.

3 Conclusiones

Se resumen los resultados obtenidos por los autores sobre el estudio de la dependencia térmica de la densidad de corriente umbral en estructuras en base a diferentes materiales semiconductores.

Por su novedad se hace hincapié en los resultados obtenidos en láseres de GaInNAs. En este caso, fue posible ajustar los datos experimentales reportados en [16] considerando la recombinación monomolecular, radiativa y Auger, tomando como parámetros de ajuste los coeficientes característicos de estos tres mecanismos. En la simulación el coeficiente de recombinación monomolecular A_m se consideró independiente de la temperatura, el coeficiente radiativo B_r según el inverso de T y el Auger C_a como una exponencial, siendo esto más simple que lo realizado por otros autores.

Los resultados de la simulación mostraron que el mecanismo de recombinación predominante en láseres de GaInNAs es la componente monomolecular, coincidiendo con lo reportado en la literatura. También encontramos, en contraposición con lo reportado por otros autores, que la recombinación Auger debe considerarse en todos los casos aunque con diferente peso según la estructura.

Referencias

1. Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, V. I. Korolkov, E. L. Portnoi, D. N. Tretyakov, "Injection properties of n-AlxGa1-xAs-p-GaAs heterojunctions", Sov. Phys. Semicond. 2, 843 (1969).
2. M. Sánchez, P. Díaz, G. Torres, J. C. González, "Influence of the cavity length and emission wavelength on the characteristic temperature in AlGaAs lasers". J. Appl. Phys 77, 4259 (1995).
3. G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Semiconductor Lasers, 2nd Edition. Van Nostrand Reinhold, New York (1993)
4. M. Sánchez, J. C. González, P. Díaz R. Peña-Sierra and

- A. Escobosa, "About Kinks in AlGaAs lasers light-current characteristic". *Modern Phys. Lett. B.* 15, 688 (2001)
5. J. C. González, M. Sánchez, P. Díaz, O. de Melo, "Theoretical study of the temperature dependence of threshold current in ZnSe based blue-green laser diodes". *Physica Scripta.* 56, 465 (1997).
6. I. Camps, J. C. González and M. Sánchez, "Calculation of the thermal resistance and temperature distribution in blue-green semiconductors lasers". *Semicond. Sci. Technol.* 12, 1574-1578 (1997).
7. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku and Y. Sugimoto, "In-GaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes". *Jpn. J. Appl. Phys* 35 Part. 2(1B), L74 (1996).
8. Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, S. Fujita and S. Nakamura, *Appl. Phys. Lett.* 70,981 (1997).
9. Elis Mon and M. Sánchez, "Stimulated emission and leakage current in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ lasers". *Phys. Stat. Sol. (c)*. 2, No. 10, 3686-3689 (2005)
10. Juan A. Martín and M. Sánchez, "Comparison between a graded and step-index optical cavity in InGaN MQW laser diodes". *Semicond. Sci. Technol.* 20, 290-295 (2005).
11. Juan A. Martín, F. García, B. J. García and M. Sánchez, "Optical-field profiles in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ MQW laser structures". *Superlattices and Microstructures* 43, 575-581 (2008).
12. M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki and Y. Yazawa, *J. Appl. Phys.*, 35, 1273 (1996).
13. M. Hopkinson, C.Y. Jin, H.Y. Liu, P. Navaretti and R. Airey, "1.34 μm GaInNAs quantum well lasers with low room-temperature threshold current density". *Elect. Lett.* Vol. 42, (2006).
14. S.M. Wang, P. Modh Y.Q. Wei, M. Sadeghi and A. Larsson "High performance 1.28 μm GaInNAs double quantum well lasers". *Elect. Lett.* Vol. 41, (2005).
15. R. Fehse, S. Tomic, A. R. Adams, S. Sweeney, E. P. O'Reilly, A. Andreev, and H. Riechert, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, No. 4 (2002).
16. N. Tansu, Luke. J. Mawst, *J. Appl. Phys.* 97,054502 (2005).
17. G. Adolfsson, S. Wang, M. Sadeghi, J. Bengtsson, A. Larsson, J. J. Lim, V. Vilokinen and P. Melanen. *J. Quantum Electron.* 44, No. 7 (2008).
18. Noslen Suárez Rojas. Dependencia térmica de la corriente umbral en láseres de GaInNAs. Tesis en opción al título de Licenciado en Física desarrollada en la Facultad de Física de la Universidad de la Habana, (2009).
19. M. Heinini, *Dilute Nitride Semiconductors*, Elsevier, (2005).
20. J. C. L. Yong, Judy M. Rorison, and Ian H. White, *IEEE J. Quantum Electronics.*, vol. 28, No. 12 (2002).