

Obtención e investigación de heteroestructuras láser InGaAsP/GaAs e InGaAsP/InP con emisión de onda de $0.8 \mu\text{m}$ y $1.3 \mu\text{m}$.

I.E. Berishev, A. Yu. Gorbachev, I.C. Hernández del Castillo, Ma. Isabel Ortíz, G. Rodríguez-Pedroza y V.A. Mishournyi
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica, Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Alvaro Obregón 64, 78000 San Luis Potosí, S.L.P., Mexico

Recibido el 10 de enero de 1997; aceptado el 16 de febrero de 1998

En el presente trabajo se comunica sobre la obtención y caracterización de heteroestructuras laser InGaAsP/GaAs e InGaAsP/InP con longitudes de onda de emisión de 0.8 y $1.3 \mu\text{m}$, respectivamente. En este trabajo se utiliza, para determinar la distribución de la temperatura en el horno a lo largo del bote de grafito, el método de la solubilidad, lo que permite conocer la temperatura en la interfaz del sustrato y la fase líquida. Este procedimiento facilitará, en crecimientos futuros, la optimización de la composición de las capas que forman la heteroestructura, en conjunto con una serie de mediciones por difracción de rayos X y de fotoluminiscencia. Se describe detalladamente la tecnología de crecimiento por el método epitaxial de fase líquida, utilizando una construcción modificada del bote de grafito que permite obtener espesores de las capas crecidas de hasta 50 \AA . Se hizo un análisis comparativo de dos diseños de heteroestructuras láser: de una heteroestructura doble y de una heteroestructura con confinamientos electrónico-óptico separados. Las densidades de corriente de umbral fueron de 270 y 370 A/cm^2 para las heteroestructuras que tienen longitud de onda de emisión de $\lambda = 0.8$ y $1.3 \mu\text{m}$, respectivamente. Estas magnitudes son comparables con las densidades de corriente de umbral reportadas en la literatura para estructuras equivalentes.

Descriptores: Láseres semiconductores; epitaxia en fase líquida; distribución de temperaturas

The present work reports about the fabrication and investigation of InGaAsP/InP and InGaAsP/GaAs lasers heterostructure with wavelength of 1.3 and $0.8 \mu\text{m}$, respectively. We propose a method based on the concept of solubility to determine the distribution of the temperature in the oven along the graphite boat. That permits to know the temperature immediately in the interface between the liquid phase and the substrate. This procedure together with a series of measurements of X-ray diffraction and photoluminescence spectra allows to simplify the optimization of the composition of the layers forming the heterostructure. The modified growth technology method by liquid phase epitaxy is described in detail. Using a especial construction of the graphite boat allows to grow the layers with the thickness down to 50 \AA . We did a comparative analysis of a laser double heterostructure and a separate confinement heterostructure. The best threshold current densities were 270 and 370 A/cm^2 for the heterostructures with the wavelength of 0.8 and $1.3 \mu\text{m}$, accordingly. These magnitudes are comparable with the threshold current densities reported early in different articles for equivalent structures.

Keywords: Semiconductor lasers; liquid phase epitaxy; distribution of temperatures

PACS: 68.73; 78.65; 79.60

1. Introducción

En la actualidad los láseres semiconductores de inyección tienen una gran aplicación práctica. De otras fuentes de radiación coherente, éstos se diferencian por su tamaño muy pequeño, por una alta eficiencia en la conversión de la energía eléctrica en radiación coherente, por la facilidad de modulación de la amplitud de la radiación, por la posibilidad de realizar esta modulación con una gran velocidad [1-3], por el largo período de vida [4] y por su bajo costo.

Los láseres semiconductores actuales son creados con base en heteroestructuras de capas múltiples, las cuales deberán tener iguales o muy cercanos parámetros de red. La heteroestructura doble más sencilla se compone por una región activa de E_g angosta encerrada por dos emisores de E_g ancha. Debido a que el proceso de generación de radiación tiene lugar dentro de la región activa, ésta debe ser preparada con materiales con estructura directa de las bandas energéticas. En la actualidad para obtener heteroestructuras láser (HEL)

fundamentalmente se utilizan soluciones sólidas con base en compuestos binarios de los tipos III-V y II-VI.

El objetivo del presente trabajo es la obtención y caracterización de láseres semiconductores que emitan en las longitudes de onda de $\lambda = 0.8$ y $1.3 \mu\text{m}$. Los láseres de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ actualmente se utilizan en las líneas de comunicación por fibra óptica, ya que, cerca de esta longitud de onda, se observa una dispersión igual a cero en las modernas fibras de óxido de silicio [5]. Los láseres con longitud de onda de emisión de $0.8 \mu\text{m}$ se utilizan para el bombeo de láseres de estado sólido con base en YAG:Nd³⁺.

Para la fabricación de láseres que emitan con longitudes de onda de 0.8 y $1.3 \mu\text{m}$, los materiales más adecuados son las soluciones sólidas InGaAsP [6]. En correspondencia con la ley de Vegard, el parámetro de red cambia en las soluciones sólidas linealmente con la variación de la composición [6]. La dependencia del ancho de E_g para el sistema cuaternario In-Ga-As-P en función del parámetro de red α , se representa en la Fig. 1 y refleja la dependencia de E_g en función de la com-

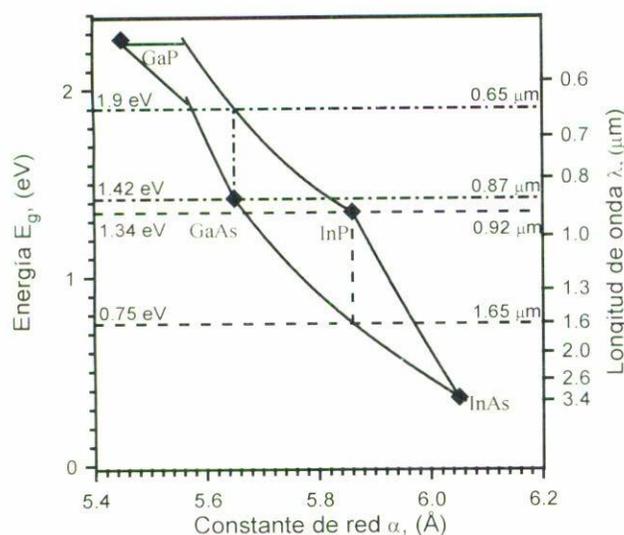


FIGURA 1. Diagrama energético para el sistema cuaternario de soluciones sólidas InGaAsP, en el que se muestran las secciones isoperiódicas para el GaAs y el InP.

posición en este sistema. Los valores de E_g para las soluciones sólidas cuaternarias se encuentran en la región limitada por la función $E_g = f(\alpha)$, aplicada a las soluciones ternarias GaInP, GaAsP, InGaAs e InAsP que forman el perímetro del área ocupada por la solución sólida cuaternaria InGaAsP de la Fig. 1. Se ve que en el sistema considerado existen dos grupos de soluciones sólidas isoperiódicas; es decir, con parámetros de red iguales a los de los compuestos binarios de GaAs e InP. Las líneas verticales que pasan por los valores del parámetro de red correspondientes a los compuestos binarios mencionados representan las así llamadas secciones isoperiódicas. De aquí se ve que en estas secciones se pueden obtener soluciones sólidas con igual parámetro de red y con diferentes anchos de E_g . Para la sección isoperiódica con el GaAs, los valores de E_g para la solución sólida cuaternaria InGaAsP van a cambiar de 1.42 hasta 1.9 eV, lo que corresponde a las longitudes de onda de 0.87 hasta 0.65 μm . Para la segunda sección isoperiódica con el InP, la región espectral se localiza en el intervalo de 1.65 a 0.92 μm . De esta manera, para el crecimiento de los láseres que emiten en la longitud de onda de 0.8 μm se utilizan sustratos de GaAs y para los que emiten en una longitud de onda de 1.3 μm se utilizan sustratos de InP.

2. Tecnología de crecimiento de las heteroestructuras láser

2.1. Tecnología de crecimiento epitaxial por fase líquida

El método de crecimiento que se utilizó para la obtención de las heteroestructuras fue el de epitaxia por fase líquida [6, 7]. El proceso se realizó en un reactor de cuarzo horizontal con un flujo de hidrógeno purificado por difusión a través de una celda de Pd. Para el crecimiento de las heteroestructuras láser se utilizó, tanto para las de longitud de onda de 0.8 μm como

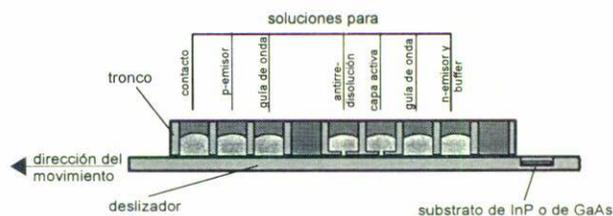


FIGURA 2. Bote de grafito con rejilla utilizado para los crecimientos de las heteroestructuras láser InGaAsP/GaAs e InGaAsP/InP.

para las de 1.3 μm , el mismo bote de grafito; el diseño del mismo se representa en la Fig. 2. Las partes principales de este bote son el deslizador y el tronco. En una cavidad especial del deslizador se colocan los sustratos, ya sea GaAs o InP. El tronco del bote contiene las fases líquidas con diferentes composiciones que corresponden a cada una de las capas. El deslizador puede ser desplazado a lo largo del tronco con ayuda de varillas de molibdeno, del tal manera que el sustrato se ponga en contacto con cada una de las fases líquidas.

Regularmente, por medio de la epitaxia por fase líquida se logran crecer con relativa facilidad capas epitaxiales con un espesor que varía de 0.2–0.4 μm y aún mayores. Al intentar crecer capas epitaxiales de un espesor menor se encuentran dificultades de carácter técnico y tecnológico. Estas dificultades, en primer lugar, están relacionadas con las altas velocidades de cristalización que caracterizan a la epitaxia por fase líquida en comparación con otros métodos de crecimiento, como, por ejemplo, las que tienen lugar por MBE y MOCVD. En la epitaxia por fase líquida estas velocidades pueden alcanzar magnitudes del orden de 0.01–0.1 μm por segundo, lo que se relaciona con la alta solubilidad de los materiales, tal como se refleja en los diagramas de fase utilizados en este método. Además, al realizarse un crecimiento de una heteroestructura, cuando la composición de la fase líquida no corresponde a la composición del sustrato o de la capa anteriormente crecida, el sistema fase líquida-sólida, en el primer momento de contacto se encuentra en desequilibrio termodinámico. La transición de este sistema a un estado de cuasiequilibrio siempre va acompañada de capas intermedias de composición variable, las cuales alcanzan un espesor de hasta algunas décimas de micrómetro. Precisamente éstas son las causas que condicionan las dificultades técnicas y tecnológicas de crecimiento de capas delgadas por el método de epitaxia por fase líquida.

Se sabe que los láseres semiconductores tienen las más bajas densidades de corriente de umbral cuando los espesores de la región activa son del orden de algunos cientos e incluso de decenas de angstroms. Nosotros crecimos capas epitaxiales con esos espesores utilizando un bote con una construcción modificada, en el cual la celda que corresponde a la región activa tiene una rejilla que limita el área de contacto entre la fase líquida y el sustrato [8]. En nuestro caso el ancho de la rejilla es de 3 mm. Deslizándolo el sustrato por

TABLA I. Las composiciones, espesores y tiempo de crecimiento de cada una de las capas de las heteroestructuras láser InGaAsP/InP y InGaAsP/GaAs.

Capas	InGaAsP/InP			InGaAsP/GaAs		
	composición	espesor (μm)	tiempo de crecimiento (min)	composición	espesor (μm)	tiempo de crecimiento (min)
substratos	InP			GaAs		
buffer emisor- <i>n</i>	InP	2	2	$\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.41}\text{P}$	2	2
guías de onda	$\text{In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{As}_{0.21}\text{P}_{0.79}$	5	de paso			
capa activa	$\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.62}\text{P}_{0.38}$	200Å	de paso	$\text{In}_{1.3}\text{Ga}_{8.7}\text{As}_{7.5}\text{P}_{2.5}$	0.4	de paso
capa de antirredisolución	$\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.40}\text{P}_{0.60}$	150Å	de paso			
<i>p</i> -emisor sin dopar				$\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.41}\text{P}$	1	1
<i>p</i> -emisor dopado	InP	1	2	$\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.41}\text{P}$	1	2
capa de contacto	$\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$	1	1			

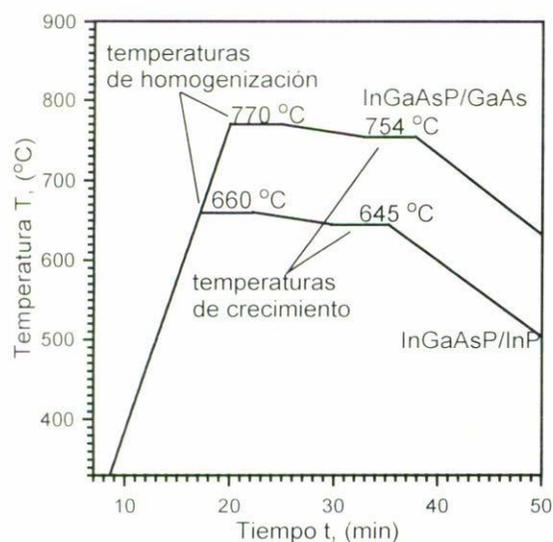


FIGURA 3. Regímenes de temperatura de crecimiento de las heteroestructuras InGaAsP/GaAs y InGaAsP/InP.

debajo de esta rejilla, se logran crecer capas epitaxiales de manera controlada con espesores de hasta 50 Å.

Los substratos de *n*-GaAs y *n*-InP, sobre los cuales se crecieron las heteroestructuras láser, tienen concentraciones de electrones de $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y una orientación $\langle 100 \rangle$. Antes de realizar la epitaxia los substratos se limpiaron de grasas con acetona, posteriormente se atacaron químicamente en soluciones decapantes de pulido: $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7:\text{HBr}$ (1:1) para el InP [9] y $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:1:1) para el GaAs [10]. Después de esto los substratos y los componentes de las fases líquidas se colocan en el bote, el cual se introduce al reactor.

Para desplazar el aire que se encuentra dentro del reactor se hace circular por éste un flujo de hidrógeno purificado de $400 \text{ cm}^3/\text{min}$ durante media hora. El siguiente paso es calentar el horno hasta las temperaturas de 770 y 660°C para los sistemas InGaAsP/GaAs e InGaAsP/InP, respectivamente, y dejarlo así por 30 minutos, para lograr una buena homogeni-

zación de las fases líquidas. Después de la homogenización se realiza el crecimiento de las heteroestructuras con un flujo de hidrógeno de $50 \text{ cm}^3/\text{min}$, la sobresaturación de las fases líquidas se logró enfriando el horno a razón de $2^\circ\text{C}/\text{min}$. En la Fig. 3, se muestra el régimen de crecimiento temperatura-tiempo para InGaAsP/GaAs representado por la línea superior e InGaAsP/InP por la inferior, sus composiciones, espesores y tiempos de crecimiento para cada una de las capas se describen en la Tabla I.

2.2. Distribución de la temperatura

Uno de los problemas tecnológicos más importantes que surgen al crecer heteroestructuras de varias capas con base en soluciones sólidas de muchos componentes por el método de crecimiento de fase líquida, es el que se refiere al control de la composición de cada una de las capas epitaxialmente crecidas. Las composiciones de las capas epitaxiales deben ser elegidas de tal forma que el desacople de red entre ellas sea mínimo. Durante el proceso de crecimiento epitaxial, el control de la composición de las capas crecidas es función de la composición de la fase líquida y de la temperatura en la interfaz entre las fases líquida y sólida. La composición de la fase líquida se determinó por la exactitud con que fueron pesados los materiales. Sin embargo, la temperatura en la interfaz del substrato y la fase líquida no es posible medirla de manera directa, debido a que no se puede introducir el termopar en dicha interfaz. La posición del termopar se encuentra aproximadamente a una distancia de un centímetro de la interfaz, por lo que las lecturas que son proporcionadas por el termopar pueden indicar una temperatura diferente a la real en la interfaz, como consecuencia de probables gradientes de temperatura, tanto radiales como longitudinales. Para solucionar este problema se determinó la temperatura en la interfaz y la distribución de la misma a todo lo largo del bote, encontrando experimentalmente la solubilidad del InP en el In para cada una de las posiciones que ocupan las fases líquidas en el bote. Esto se realizó registrando la pérdida de peso de los substratos.

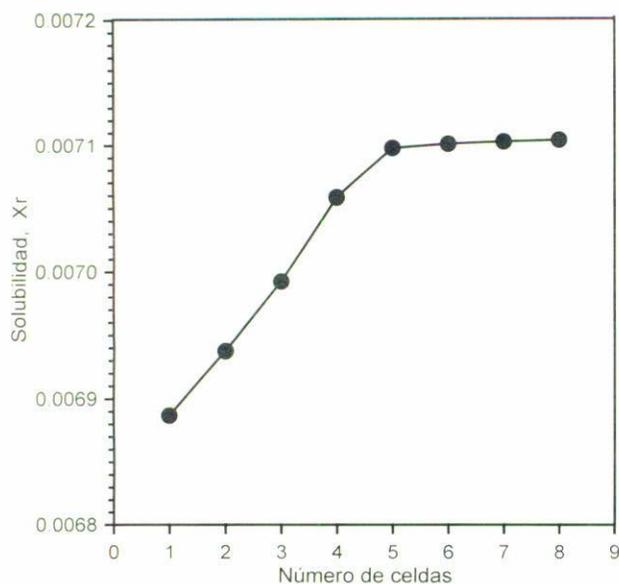


FIGURA 4. Se muestra como varía la solubilidad en cada una de las fases líquidas en función de las posiciones de éstas. La pendiente de la línea indica la existencia de un gradiente longitudinal de temperatura.

tos de InP, al disolverse en una solución líquida no saturada. La dependencia de la solubilidad en función de la posición de la fase líquida en el bote se aprecia en la Fig. 4. La distribución de la temperatura a lo largo del bote se calculó utilizando diagramas de fase para este sistema [6, 11] sustituyendo en éstos los valores anteriormente obtenidos para la solubilidad. La Fig. 5 muestra que existe un gradiente horizontal de temperatura de 2°C . La Fig. 5a es el perfil de temperatura medido con ayuda del termopar, mientras que las Figs. 5b y 5c muestran las curvas de la temperatura encontradas por la solubilidad utilizando los diagramas de fase de los trabajos [6, 11]. La diferencia de los valores de la temperatura calculada con ayuda de los trabajos [6, 11], obedece a que estos diagramas de fase tienen diferente solubilidad. De manera complementaria, y aprovechando el hecho de que el horno es transparente, se calibró el termopar colocando en el bote de grafito una muestra de InSb y otra de Sb que tienen temperaturas de fusión de 525 y 630.74°C [12], respectivamente. Cerca de las temperaturas de fusión de estos materiales el horno continuó calentándose muy lentamente, a razón de $0.1^\circ\text{C}/\text{min}$. Las muestras se iluminaron con una lámpara, al mismo tiempo que se observaba con ayuda de un microscopio de marca Specwell modelo M820-C con un aumento máximo de $12\times$, el momento en que desaparecen los últimos cristallitos de InSb y Sb. Las temperaturas registradas por el termopar fueron de 526 y 631°C . De aquí se desprende que para poder establecer el régimen de crecimiento adecuado temperatura-tiempo, es necesario tomar en cuenta las observaciones anteriores y ajustar la temperatura de crecimiento al diagrama de fase utilizado y de esta manera asegurar que las composiciones de las capas crecidas no varíen por fluctuaciones de temperatura.

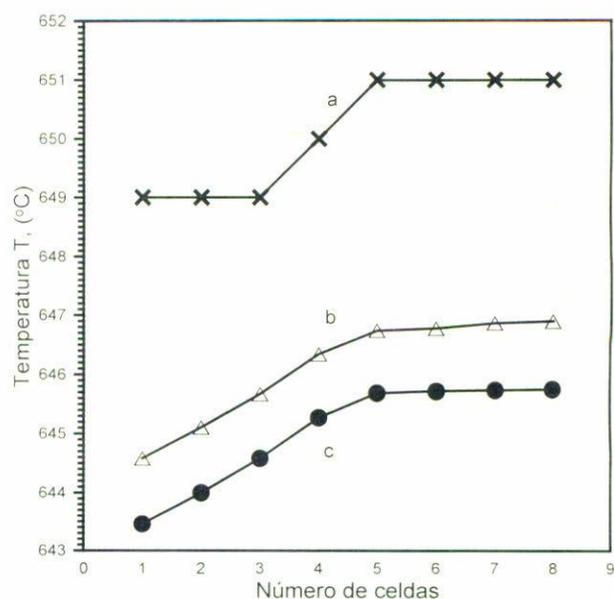


FIGURA 5. La distribución de la temperatura a lo largo del bote de grafito muestra el gradiente longitudinal de temperatura.

2.3. Diseño de la heteroestructura doble InGaAsP/GaAs

A continuación se analizan con más detalle cada una de las heteroestructuras láser crecidas. En primer término tenemos InGaAsP/GaAs que contiene 4 capas (Fig. 6), con longitud de onda de emisión de $0.8\ \mu\text{m}$. Sobre el substrato de GaAs que se indica con la letra S se creció la capa 1 con una composición de $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ [13] y un espesor de $2\ \mu\text{m}$, la cual fue dopada con Sn para obtener el emisor tipo- n . La razón por la que se utiliza el estaño en calidad de dopante, es que desde el punto de vista tecnológico es un donador muy cómodo para el sistema InGaAsP. Esto es debido a que, en primer lugar, el Sn tiene presión de vapor baja y por esta causa prácticamente no se pierde durante el proceso de la epitaxia. En segundo lugar, el coeficiente de difusión del Sn en las soluciones sólidas InGaP es muy pequeño [14]. Por eso, utilizando el estaño se pueden formar heterouniones $p-n$ abruptas. Además, el estaño en el sistema InGaAsP forma un nivel de donadores poco profundos. Sobre el emisor- n se creció la así denominada capa activa (capa2) con la siguiente composición $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}_{0.75}\text{P}_{0.25}$ [13], la cual no está dopada y tiene conductividad tipo- n . El espesor de esta capa es de $0.4\ \mu\text{m}$. Después de la capa activa se crece el emisor tipo- p , que se forma de dos capas de igual composición $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ (capas 3 y 4). La capa 3 no se dopa desde el inicio, el dopaje ocurre durante el proceso de crecimiento, cuando el Zn con que se dopó a la capa 4 difunde hacia la 3, convirtiéndola de esta manera en parte del emisor tipo- p . El espesor de la capa 3 es de $\sim 1\ \mu\text{m}$ y se determinó experimentalmente, de tal forma que el Zn no alcance a difundir hasta la región activa.

Cuando se crece por el método de epitaxia en fase líquida, los mejores parámetros electrofísicos en InGaAsP tipo- p , se alcanzan utilizando el Zn en calidad de aceptor [15]. Sin em-

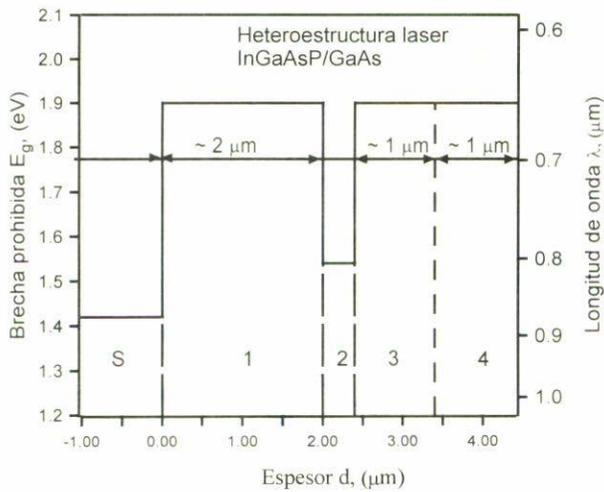


FIGURA 6. Diagrama energético de una heteroestructura láser doble con una longitud de onda de $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$. Se compone por 4 capas: dos emisoras, una activa y una intermedia que sirve para que no difundan las impurezas del emisor tipo- p a la región activa.

bargo, este dopante tiene una presión de vapor muy elevada a la temperatura de crecimiento de las capas epitaxiales y, además, posee un coeficiente de difusión muy grande. Todo esto conlleva a que la unión p - n se desplace de la frontera metalúrgica entre las capas durante el proceso de crecimiento de la heteroestructura. Esto a su vez provoca que aumente la densidad de corriente de umbral de los láseres. Por eso el emisor de brecha ancha tipo- p se forma de dos capas. A tal construcción se le llama heteroestructura láser doble, la cual contiene un pozo de potencial para los portadores de carga, formado por las dos heterouniones entre la región activa y los emisores de brecha ancha n y p . En este pozo de potencial se alcanza la inversión de población y tienen lugar las transiciones radiativas estimuladas. Como resultado de estas transiciones se genera una radiación que se encuentra confinada en el mismo pozo de potencial, debido a que el índice de refracción de la región activa es mayor que el de los emisores. De esta manera, en la heteroestructura láser doble, coinciden las regiones de inversión de población y de propagación de la radiación.

2.4. La heteroestructura con confinamientos electrónico y óptico separados InGaAsP/InP

Para la emisión en una longitud de onda de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ fue preparada una heteroestructura InGaAsP/InP, como se representa en la Fig. 7, a la cual se le llama heteroestructura láser con confinamientos óptico y electrónico separados (que en inglés se abrevia SCH). La diferencia fundamental entre la heteroestructura doble y la heteroestructura con confinamientos separados, es que la segunda contiene dos capas más, a las cuales se les asignan nuevas funciones y son llamadas guías de onda. También se agregan dos capas auxiliares, una de antirredisolución y la otra de contacto, que serán analizadas con más detalle por el orden que ocupan. En la Fig. 7 las guías de

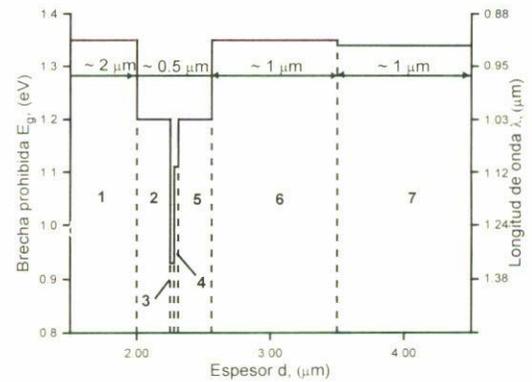


FIGURA 7. Diagrama energético de una heteroestructura con confinamientos electrónico y óptico separados con $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. Se compone de 7 capas, dos emisoras, dos guías de onda, una región activa, una de antirredisolución y una de contacto.

onda son las capas 2 y 5 con una composición de $\text{In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{As}_{0.21}\text{P}_{0.79}$ [11] y con un espesor total de $0.5 \mu\text{m}$, que se encuentran localizadas entre los emisores InP (n y p) representados por las capas 1 y 6. Como se ve en la Fig. 7, el emisor tipo- p se constituye sólo de una capa y no de dos, como ocurre en la heteroestructura doble. Esto obedece a que en la heteroestructura doble se utiliza en calidad de dopante el Zn, que aunque tiene un elevado coeficiente de difusión tiene niveles de donadores menos profundos que el Cd, que se utiliza en el segundo tipo de heteroestructura. Debido a que el Cd tiene un coeficiente de difusión menor que el Zn, no se requiere de una capa auxiliar en la formación del emisor tipo- p . Los portadores de carga inyectados por los emisores, rápidamente sobrepasan las guías de onda y llegan a la región activa (capa 3), que tiene una composición de $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.62}\text{P}_{0.38}$ [15] y un espesor de $150\text{--}200 \text{ \AA}$ donde se confinan. En una capa tan delgada, la inversión de población puede alcanzarse con una menor cantidad de electrones y huecos, en comparación con la heteroestructura doble. Por esta razón, el efecto de generación de luz coherente debe tener lugar a densidades de corriente de umbral más bajas [16]. La radiación generada ya no puede contenerse dentro de la región activa por su espesor tan pequeño y penetra a las capas pasivas que sirven como guías de onda. El mecanismo fundamental de pérdidas ópticas cuando la radiación láser se propaga por las capas pasivas está ligado a la absorción por los portadores libres. Pero como las capas 2 y 5 están débilmente dopadas, entonces las pérdidas ópticas internas se reducen al mínimo, lo que a su vez también reduce la densidad de corriente de umbral en comparación con la heteroestructura doble.

Además de esto, en la heteroestructura InGaAsP/InP fue necesario crecer entre las capas 3 y 5 una cuarta capa llamada de antirredisolución, con una composición intermedia de $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}_{0.40}\text{P}_{0.60}$ respecto a las capas adyacentes. Esto se hace necesario debido a que en cualquier proceso de epitaxia por fase líquida, cuando no hay correspondencia entre las composiciones de las fases sólida y líquida, en el pri-

mer momento de contacto entre éstas, se tiene un proceso de desequilibrio termodinámico. El grado de desequilibrio del sistema aumenta a medida que la diferencia entre las composiciones es más grande. El establecimiento de un estado de cuasiequilibrio entre las fases sólida y líquida, en diferentes sistemas, puede alcanzarse de diferente forma en función de sus propiedades termodinámicas.

Si en una solución sólida cuaternaria $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.62}\text{P}_{0.38}$, que en nuestra heteroestructura corresponde a la capa activa, se crece enseguida una guía de onda $\text{In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{As}_{0.21}\text{P}_{0.79}$, entonces en el momento de contacto la capa activa nuevamente se disuelve. Como resultado de esto, la frontera entre las dos capas no es uniforme, lo que conduce a la aparición de centros de recombinación no radiativa y al aumento de las pérdidas ópticas por la dispersión de la luz en esta interfaz. Para reducir estos procesos de disolución es necesario disminuir el desequilibrio termodinámico del sistema, que se logra creciendo la capa de antirredisolución que tiene un espesor de 100–150 Å.

Finalmente, sobre la capa emisora tipo-*p* (capa 6) se crece una última capa de contacto (capa 7) con una composición $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$ y un espesor de $\sim 1 \mu\text{m}$. Esta capa es necesaria para disminuir la resistencia de contacto, ya que hasta el momento no es posible preparar contactos de baja resistencia sobre el emisor InP -*p*.

2.5. Clivado de las HEL, revelado de las capas y depósito de contactos

Una vez crecidas las heteroestructuras, los clivados de éstas se observaron con ayuda del microscopio óptico "Versat-3". Para revelar las capas de las heteroestructuras, las muestras clivadas se atacaron durante 10 segundos en una solución química selectiva $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CH})_6 + \text{KOH} + \text{H}_2\text{O}$. Después, las heteroestructuras se adelgazaron por el lado del sustrato hasta un espesor del orden de los 100 μm . Para esto, las muestras se fijaron con parafina en un vidrio, con la cara del sustrato hacia arriba, y se atacaron con HCl , en el caso de las heteroestructuras $\text{InGaAsP}/\text{InP}$, y con la solución $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2$ (1:3) para el caso de las heteroestructuras $\text{InGaAsP}/\text{GaAs}$. Posteriormente las muestras se desprenden del vidrio y se limpian hirviéndose en tetracloruro de carbono y posteriormente en acetona.

El siguiente paso tecnológico es el depósito de contactos por evaporación en alto vacío. El contacto tipo-*n* $\text{Au}+\text{Ge}$ [18] se deposita sobre del sustrato y sobre la capa superior de la estructura se deposita el contacto tipo-*p* $\text{Au}+\text{Zn}$ [15, 18]. El recocido de los contactos se realiza a una temperatura de 390°C durante un minuto y en un ambiente de hidrógeno.

3. Resultados y discusión

Para crecer las heteroestructuras se utilizaron los datos de los diagramas de fase del sistema In-Ga-As-P , tomados de las Refs. 11 y 17. Sin embargo, en el proceso de optimización del

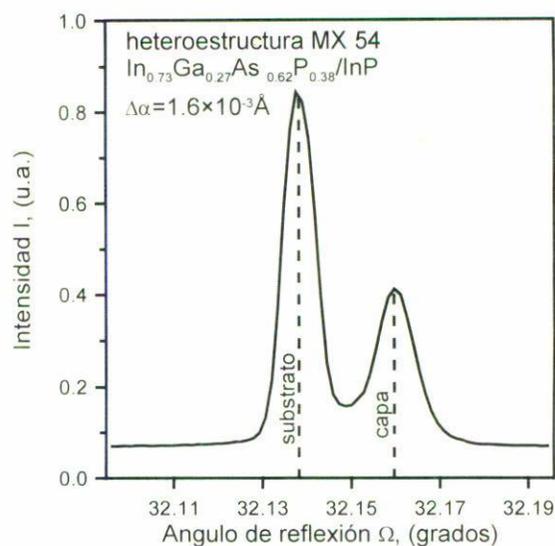


FIGURA 8. La curva de difracción por rayos X muestra el desacople de red $\Delta\alpha = 1.6 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ de la heteroestructura $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.62}\text{P}_{0.38}/\text{InP}$.

parámetro de red de las capas crecidas fue necesario hacer ajustes a estos diagramas variando la temperatura de cristalización, así como las composiciones de las fases líquidas. La diferencia de los parámetros de red entre el sustrato y las capas crecidas se midió con ayuda de un difractor de rayos X, marca Phillips de alta resolución. El proceso de crecimiento se considera optimizado cuando $\Delta\alpha < \pm 2 \times 10^{-3} \text{ \AA}$.

En la Fig. 8, se muestra una de las curvas de difracción de rayos X de la estructura $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.62}\text{P}_{0.38}/\text{InP}$. Esta capa epitaxial fue utilizada en calidad de capa activa en la heteroestructura láser con longitud de onda de emisión de 1.3 μm . En este caso la magnitud del desacople de red es del orden de $1.6 \times 10^{-3} \text{ \AA}$. Además del desacople de red también se controló el ancho de E_g de la región activa, midiendo los espectros de fotoluminiscencia. La radiación de las capas, estimuladas por una señal de un láser de argón con longitud de onda de 0.51 μm , se enfocó a la entrada de un monocromador, y la salida se registró por un fotodetector de silicio en una región de longitudes de onda de 0.60–0.87 μm y en la región de 1.0–1.4 μm , por un fotodetector de InGaAs . En la Fig. 9, se muestra uno de los espectros de fotoluminiscencia de la capa activa de la heteroestructura $\text{InGaAsP}/\text{InP}$. Se observa que el máximo del espectro corresponde a la longitud de onda requerida de 1.3 μm . Se midieron las características corriente-voltaje (Fig. 10). En ausencia de fugas de corriente, las muestras de $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ tuvieron un voltaje de umbral del orden de 0.8 V (Fig. 10a) y en las muestras de $\text{InGaAsP}/\text{GaAs}$ fué de 1.5 V (Fig. 10b). La resistencia que se obtuvo fue menor a 1 ohm, lo que indica que la calidad de los contactos es buena.

Posteriormente se investigaron los espectros de electro-luminiscencia. Con este fin, las heteroestructuras se clivaron para obtener muestras de un tamaño aproximado de 350 \times 350 μm^2 y sus lados con una superficie de espejo. El bombeo de

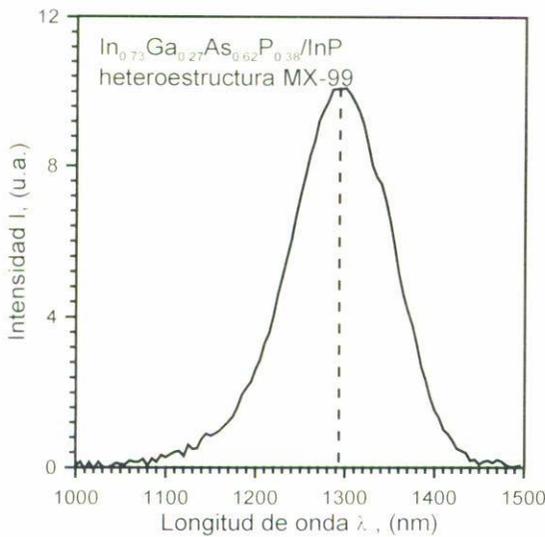


FIGURA 9. Este espectro de fotoluminiscencia muestra que la heteroestructura con composición $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.62}\text{P}_{0.38}/\text{InP}$ que corresponde a la región activa, emite en una longitud de onda de $1.3 \mu\text{m}$.

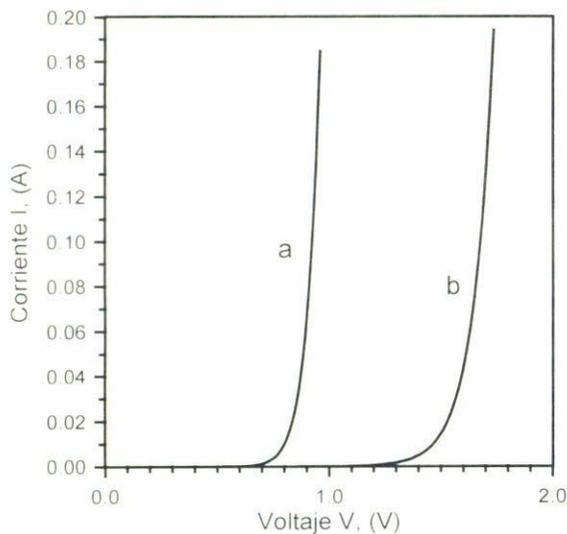


FIGURA 10. Características corriente-voltaje, indican que los contactos de las heteroestructuras son de baja resistencia.

las muestras se hizo con impulsos de corriente con duración de $1 \mu\text{seg}$ y con un periodo de $20 \mu\text{seg}$. Tal régimen de bombeo permitió evitar el sobrecalentamiento de las muestras, incluso con corrientes de 2 A. La señal óptica se registró, enfocándola a la entrada de un monocromador y en la salida a fotodetectores de Si o InGaAs. En las Figs. 11 y 12, se muestran los espectros de electroluminiscencia de las heteroestructuras InGaAsP/GaAs e InGaAsP/InP, respectivamente. Cuando la corriente de bombeo es pequeña, solamente se observa un espectro ancho proveniente de las transiciones espontáneas de los portadores en la región activa. Al aumentar la corriente la intensidad de las transiciones aumenta hasta la aparición de picos muy angostos, que corresponden a la gene-

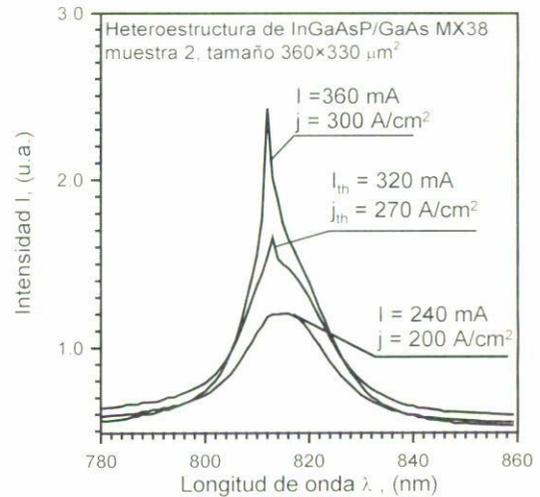


FIGURA 11. Espectro de electroluminiscencia para la heteroestructura láser InGaAsP/GaAs. Se observa que la transición de emisión espontánea a inducida ocurre a una densidad de corriente de umbral de 270 A/cm^2 .

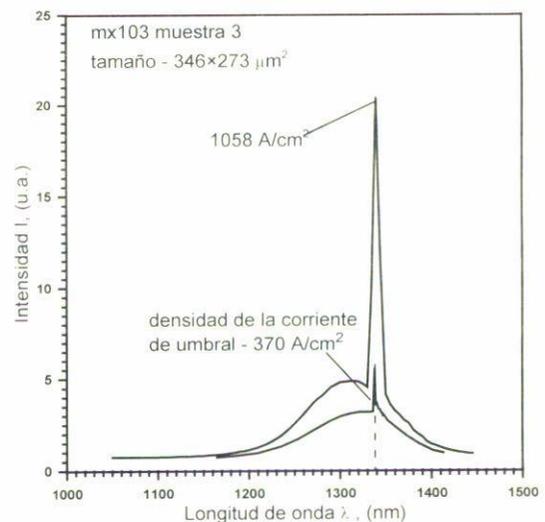


FIGURA 12. Espectro de electroluminiscencia para la heteroestructura láser InGaAsP/InP. Se muestra que la densidad de corriente de umbral a partir de la cual hay luz coherente es de 370 A/cm^2 .

ración de luz coherente. Las densidades mínimas de corriente de umbral obtenidas por nosotros fueron de 270 A/cm^2 para las heteroestructuras dobles. Algunos resultados obtenidos por Garbuzov *et al.* [23] fueron de 550 A/cm^2 . En la Ref. 24 la densidad de corriente de umbral para estos dispositivos oscila entre 300 y 530 A/cm^2 . Mientras que para las heteroestructuras con confinamientos electrónico y óptico separados obtuvimos una densidad de corriente de umbral de 370 A/cm^2 , comparable con las obtenidas por Garbuzov *et al.* [25] que van desde 300 hasta 600 A/cm^2 .

El hecho de que la densidad de corriente de umbral de las heteroestructuras dobles sea menor que la de las hetero-

estructuras con confinamientos separados, se explica por la mayor probabilidad de la recombinación Auger [8, 19–21] en los materiales utilizados en las heteroestructuras con emisión de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.

4. Conclusiones

En el presente trabajo se muestran los resultados de la elaboración de una tecnología para fabricar heteroestructuras láser de muchas capas en base al sistema de soluciones sólidas de InGaAsP. Una parte fundamental en esta tecnología es la medición de la temperatura en la interfaz entre las fases líquida y sólida, lo cual no puede ser realizado con ayuda del termopar. El método propuesto se basa en la determinación de la solubilidad, que a su vez permite caracterizar la distribución de la temperatura a lo largo del bote precisamente en la región de cristalización. Este método realmente es necesario considerarlo en la optimización de la tecnología de crecimiento por fase líquida cuando se tengan gradientes de temperatura. Se hace notar que tanto los gradientes radiales como longitudinales siempre se tienen en la región de cristalización de las

estructuras y prácticamente en cualquier montaje experimental de crecimiento por fase líquida.

La tecnología elaborada también incluye el crecimiento de capas epitaxiales delgadas para las regiones activas de los heteroláseres. La cristalización de estas capas se realiza a través de una rejilla, por debajo de la cual se desliza el substrato, lo que permite crecer capas epitaxiales con espesores del orden de 100–200 Å. La optimización de los regímenes de crecimiento de las heteroestructuras láser de muchas capas se realizó con base en análisis de las curvas de difracción de rayos X y de fotoluminiscencia. Las densidades de corriente de umbral de las heteroestructuras láser obtenidas son comparables con los mejores resultados reportados en la literatura [22–30].

Agradecimientos

Los autores agradecen a los investigadores del IICO, Drs. Hugo Navarro Contreras y Franciso de Anda Salazar, por sus observaciones y comentarios hechos al manuscrito de este artículo, que sin duda fueron de gran utilidad.

1. P.A. Morton *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **60** (1992) 1812.
2. J.E. Bowers *et al.*, *Electron. Lett.* **23** 1987 1263.
3. I.E. Berishev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 1186.
4. P.G. Eliseev, *Sov. J. Quantum Electron.* **13** (1986) 1749.
5. John Gowar, *Optical Communication Systems*, (Prentice/Hall International, Inc., London, 1984).
6. H.C. Casey and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, (Academic Press, New York, 1978).
7. M.G. Astles, *Liquid-Phase Epitaxial Growth of III-V Compound Semiconductor Materials and their Device Applications*, (Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York, 1990).
8. Zh. I. Alferov *et al.*, *Soviet Phys.-Semicond.* **19** (1985) 679.
9. J.L. Weyher *et al.*, *J. Cryst. Growth* **141** (1994) 57.
10. D.N. Mac Fadyen, *J. Electrochem. Soc.* **130** 1934.
11. E. Kuphal, *J. Cryst. Growth* **67** (1984) 441.
12. David R. Lide, *Handbook of Chemistry and Physics*, 72th edition (CRC Press, Boston, 1991-1992), p. 4, 12.
13. D.Z. Garbuzov *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **62** (1993) 1062.
14. Cho A. Y., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 1733.
15. V. Malina, U. Schade, and K. Vogel, *Semicond. Sci. Technol.* **9** (1994) 49.
16. D.Z. Garbuzov *et al.*, *Sov. Phys.-Semicond.* **19** (1985) 449.
17. R. Kúdela and M. Morvic, *J. Cryst. Growth* **82** (1987) 717.
18. E. Kuphal, *Solid-State Electron.* **24** (1981) 69.
19. D.Z. Garbuzov *et al.*, *Sov. Phys.-Semicond.* **22** (1988) 410.
20. N.K. Dutta and R.J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 407.
21. A. Sugimura, *IEEE J. Quantum Electron.* **17** (1981) 627.
22. J. Diaz *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 1004.
23. M.L. Boroditski *et al.* *Tech. Phys. Lett.* **19** (1993) 696.
24. D.Z. Garbuzov *et al.*, *Sov. Phys.-Semicond.* **19** (1985) 83.
25. V.P. Evtikhiev *et al.*, *Sov. Phys. Semicond.* **19** (1985) 873.
26. D.Z. Garbuzov *et al.*, *Sov. Phys. Semicond.* **25** (1991) 560.
27. K. Imanaka *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **45** (1984) 282.
28. T. Yakase *et al.*, *Japan. J. Appl. Phys.* **22** (1983) 415.
29. D.Z. Garbuzov, and V.B. Khalfin, *Proceedings of the Third binational U.S.A.-U.S.S.R. Symposium on Laser Optics of Condensed Matter*, (Plenum Press, New York and London, 1987), p. 103.
30. M. Razeghi, B. De Cremoux, and J.P. Duchemin, *J. Cryst. Growth* **68** (1984) 389.