

Estudio de fotoluminiscencia de películas de InGaP crecidas sobre sustratos de GaAs por el método de epitaxia de fase líquida

T. Prutskij^a, P. Díaz-Arencibia^b, F. Silva^a, A. Mintairov^c y J. Merz^c

^aInstituto de Ciencias, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,
Apartado Postal 207, 72000 Puebla, Pue., México

^bDepartamento de Física, CINVESTAV,
Apartado Postal 14-740, 07000, D.F. México

^cDepartment of Electrical Engineering, University of Notre Dame,
275 Fitzpatrick Hall, IN, 46556, USA

Recibido el 20 de junio de 2002; aceptado el 10 de febrero de 2003

En el presente trabajo se estudian las propiedades luminiscentes de películas delgadas de InGaP crecidas por el método de epitaxia de la fase líquida (EFL) sobre sustratos de GaAs. Las mediciones de fotoluminiscencia (FL) se realizaron en un amplio intervalo de temperaturas (4 – 250 K) y de intensidades de la radiación de excitación (4 órdenes de magnitud). Así mismo, la señal de FL ha sido analizada en dos direcciones perpendiculares de polarización las cuales coinciden con las direcciones [011] y [0 $\bar{1}$ 1] del plano del sustrato. Se ha encontrado que el aporte principal al espectro a bajas temperaturas (4K) lo da la transición donador-aceptor, mientras que a altas temperaturas (250K) la transición banda-banda. Las dependencias con la intensidad de excitación muestran un comportamiento característico para la recombinación donador-aceptor. La diferencia en la posición del máximo de pico de FL para distintas polarizaciones se atribuye a la separación de las bandas de valencia de huecos ligeros y pesados inducida por la deformación de la estructura cristalina de la película, cuya constante de red no se acopla reticularmente a la del sustrato. Además la diferencia entre la forma de los espectros para distintas polarizaciones indica la presencia de anisotropía para distintas direcciones cristalinas.

Descriptores: Epitaxia de fase líquida; soluciones sólidas III-V; fotoluminiscencia.

We have studied the luminescent properties of InGaP films grown on GaAs substrates by liquid phase epitaxy (LPE). Photoluminescence (PL) measurements were performed in wide temperature (4 – 250 K) and exciting power density (4 orders of magnitude) ranges for different polarization of the emitted radiation along the [011] and [0 $\bar{1}$ 1] directions. It was found that donor-acceptor transition dominates at low temperature (4K) while the band-to-band transition at higher temperature (250K). The dependence with the excitation intensity shows the characteristic behavior of donor-acceptor recombination. The difference in the spectral peak position for different polarizations is a result of valence-band splitting into a heavy and light hole bands due to lattice mismatch strain. Moreover, the difference of the line shape of the spectra for different polarizations indicates the presence of anisotropy for different crystallographic directions.

Keywords: Liquid phase epitaxy; III-V solid solutions; photoluminescence.

PACS: 81.15.Lm; 78.55.E

1. Introducción

La solución ternaria InGaP acoplada reticularmente al sustrato de GaAs ha atraído fuertemente la atención de muchos investigadores debido a su importancia para las aplicaciones en dispositivos optoelectrónicos, tales como láseres semiconductores, celdas solares y transistores. Además es un material básico para los diodos emisores de luz con la longitud de onda cercana a la del láser de He-Ne a la temperatura ambiente. En las últimas dos décadas los intensos estudios hechos sobre este material han mostrado que las películas obtenidas por distintas técnicas experimentales presentan importantes diferencias en su estructura cristalina.

En particular se ha demostrado experimentalmente [1,2] que los átomos del grupo III (Ga e In) en su subred cristalina no están ubicados aleatoriamente, sino tienden a tener cierto orden tanto a larga así como a corta escala. Este fenómeno, que representa mucho interés desde el punto de vista fundamental, puede, sin embargo, ser un efecto indeseable para su aplicación en dispositivos, ya que el material obtenido por

distintas técnicas presenta diferentes propiedades ópticas [3] y éstas no siempre son reproducibles. Además, el ordenamiento lleva a cierta inhomogeneidad del cristal, ya que nunca resulta ser uniforme y sólo aparece en los *clusters* locales.

La fotoluminiscencia (FL) es una herramienta básica para el estudio de las propiedades ópticas y de la calidad cristalina de los materiales semiconductores. La emisión en las cercanías del umbral en el espectro de FL permite evaluar el ancho de la banda prohibida del material y el semiancho de estas bandas de FL nos da información sobre la calidad cristalina de la muestra. A bajas temperaturas el pico excitónico ha sido observado en capas de InGaP de alta pureza crecidas por la técnica de EFL, en la cual el fundido fue sometido a un tratamiento térmico prolongado [4]. Se debe señalar que la emisión excitónica no ha sido observada en el material ordenado [5]. Las capas de alta calidad cristalina fueron obtenidas por el EFL bajo condiciones de super-enfriamiento del fundido de hasta 36°C [6]; las mayores intensidades de fotoemisión y los mejores valores de movilidad de portadores fueron observados en las películas mejor acopladas al sustrato.

También ha sido estudiada la influencia de la orientación del sustrato. En la Ref. 7, las películas de InGaP han sido crecidas por EFL sobre sustratos orientados en el plano (100) y (111) y fue mostrado que el plano (100) es el que menor rango de desacople reticular película/sustrato permite entre sus redes cristalinas. Todas las películas crecidas por EFL son desordenadas, mientras que la mayoría de las películas crecidas por los métodos de MOCVD y MBE presentan cierto grado de ordenamiento.

Lo que se ha denominado “ordenamiento atómico” consiste en una distribución específica de los cationes en su subred y, en el caso especial de $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$, se ha observado experimentalmente que los cationes In y Ga ocupan alternadamente los planos diagonales $\{\bar{1}11\}$ y $\{1\bar{1}1\}$. El ordenamiento lleva a dos efectos principales: el rompimiento de la degeneración en el punto Γ de las bandas de los huecos pesados y huecos ligeros y el estrechamiento del ancho de la banda prohibida, el valor del estrechamiento se relaciona con el grado del ordenamiento. En la Ref. 8 se ha hecho la comparación del comportamiento térmico del pico de FL que corresponde a la transición banda-banda para películas desordenadas y ordenadas. Para el material ordenado fue observado el corrimiento del pico de la transición banda-banda hacia menores energías, el aumento del semiancho y la disminución de la intensidad de emisión.

Sin embargo, en las películas desordenadas el pico dominante en el espectro de FL frecuentemente corresponde a la recombinación donador-aceptor. Para poder identificar este pico correctamente y evitar la confusión es necesario llevar a cabo las mediciones de FL a distintas temperaturas e intensidades de excitación. La anisotropía para distintas polarizaciones también se presenta en películas desordenadas y puede ser revelada mediante mediciones de FL polarizada, [1,2]. De este modo ambos efectos pueden ser observados tanto en películas ordenadas como en las desordenadas.

Nuestro trabajo está dedicado al análisis de los espectros de FL de películas de InGaP medidos en dos polarizaciones ortogonales en amplios intervalos de temperatura y de intensidad de excitación con el fin de identificar los mecanismos de emisión en estas películas, las cuales han sido crecidas sobre sustratos de GaAs.

2. Experimento

2.1. Régimen de crecimiento

Las películas de la solución ternaria $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ fueron crecidas epitaxialmente sobre sustratos semi-aislantes de GaAs (100) inclinados alrededor de 2° hacia el plano (110), usando un bote de grafito convencional de corredera en un sistema de EFL horizontal. Previamente al proceso de crecimiento el fundido de In fue sometido a un tratamiento térmico a 800°C durante no menos de 30 min en flujo de H_2 purificado. Después del tratamiento térmico del solvente se le añadieron InP y Ga en cantidades correspondientes para saturar la solución a 760°C y el proceso de homogenización

del fundido duró 5 min a 770°C . Posteriormente el fundido se enfría a una razón de $2^\circ\text{C}/\text{min}$ hasta llegar a la temperatura de crecimiento de 750°C . La temperatura máxima de crecimiento, 750°C , fue elegida para evitar contaminación de la superficie del sustrato por fósforo y el empobrecimiento de fósforo en la solución durante la homogenización. El tiempo de crecimiento para todas las capas fue de 1 a 2 min. El espesor de las capas fue determinado por elipsometría y típicamente fue del orden de $1\ \mu\text{m}$.

2.2. Fotoluminiscencia

Los espectros de fotoluminiscencia (FL) fueron medidos en dos configuraciones en un amplio intervalo de temperatura y densidad de la potencia de excitación usando una instalación convencional que incluía un láser de Ar^+ , un criostato de He líquido, un monocromador 500M SPEX y un detector CCD. En la primera configuración la señal de FL se tomó sin seleccionar ninguna dirección de polarización, mientras que en la segunda se tomó la señal de la FL polarizada linealmente en dos direcciones mutuamente perpendiculares a lo largo de las direcciones cristalográficas ($[011]$ y $[0\bar{1}1]$) que corresponden a las direcciones ortogonales del corte para el sustrato orientado en el plano (100).

Inicialmente se tomaron espectros de FL a 20 K a todas las estructuras crecidas. La posición espectral del pico de emisión correspondiente a la transición banda-banda a 20 K, obtenida experimentalmente para cada una de las estructuras, se presenta en la Fig. 1 como función del contenido de Ga. El contenido de Ga se obtuvo usando la ley de Vegard de los datos del desacople reticular entre la película y el sustrato medidos por rayos-X de alta resolución. En la misma figura también se comparan nuestros resultados con la dependencia del ancho de banda prohibida tomada de la Ref. 9, calculada para 0 K. Como se puede observar el valor del ancho de la banda es cercano a 2 eV, lo cual concuerda con el valor bien

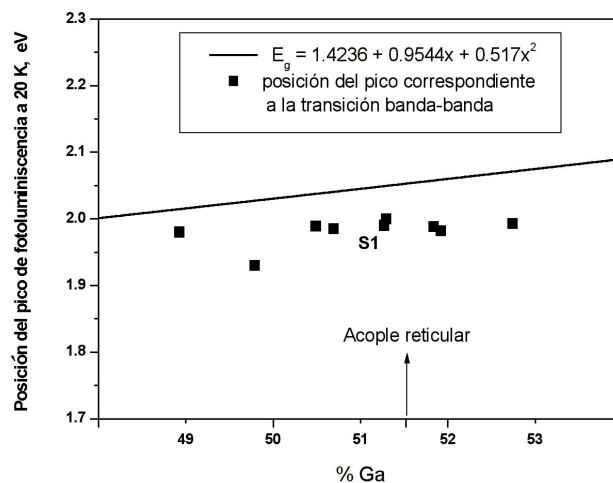


FIGURA 1. Dependencia de la posición del pico de fotoluminiscencia a 20 K correspondiente a la transición banda-banda con el contenido de Ga en las películas.

establecido para la solución sólida $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$. Para un estudio más detallado fue elegida la estructura S1 la cual mostró el mejor acople reticular entre la película y el sustrato.

El espectro de FL a 20K para esta estructura se presenta en la Fig. 2. El espectro presenta tres contribuciones. Como se mostrará más adelante el hombro en la cola de altas energías corresponde a la transición banda-banda, el pico principal ha sido atribuido a una transición donador-aceptor (DA) y el hombro de menor energía aún está por identificarse. Debemos señalar que la señal de FL puede presentar diferentes estados de polarización. El espectro de la Fig. 2 fue medido sin seleccionar ninguna polarización en específico, por lo tanto éste representa un promedio de todas las polarizaciones de la señal de FL. Sin embargo, como se verá más adelante, si la señal de FL es medida con diferentes direcciones de polarización lineal, el espectro de la emisión de la muestra arroja nuevos datos sobre estas transiciones.

2.2.1. Dependencias con la potencia de excitación

Con el fin de determinar la naturaleza de las transiciones para cada pico del espectro estudiamos las dependencias con la potencia de excitación para dos temperaturas diferentes. La potencia del haz de excitación fue medida con un medidor de potencia en la entrada de criostato. El haz del láser no se enfocaba en la superficie de la muestra y tenía un área de aproximadamente 5 mm^2 . La potencia del haz se varió en 4 órdenes de magnitud. En la Fig.3 (a y b) se presentan los espectros medidos a 4K y a 100K para ambas direcciones de polarización y para la menor y la mayor potencia de excitación. Los espectros para estas dos potencias a 4K fueron normalizados respecto al hombro que está en la región de altas energías de espectro (Fig.3a). En la Fig. 3a para ambas polarizaciones la posición espectral del pico dominante se

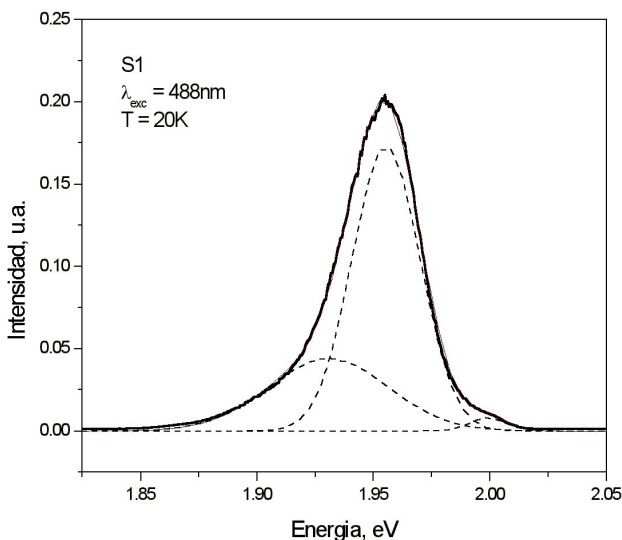


FIGURA 2. Espectro de fotoluminiscencia a 20 K para la estructura seleccionada S1.

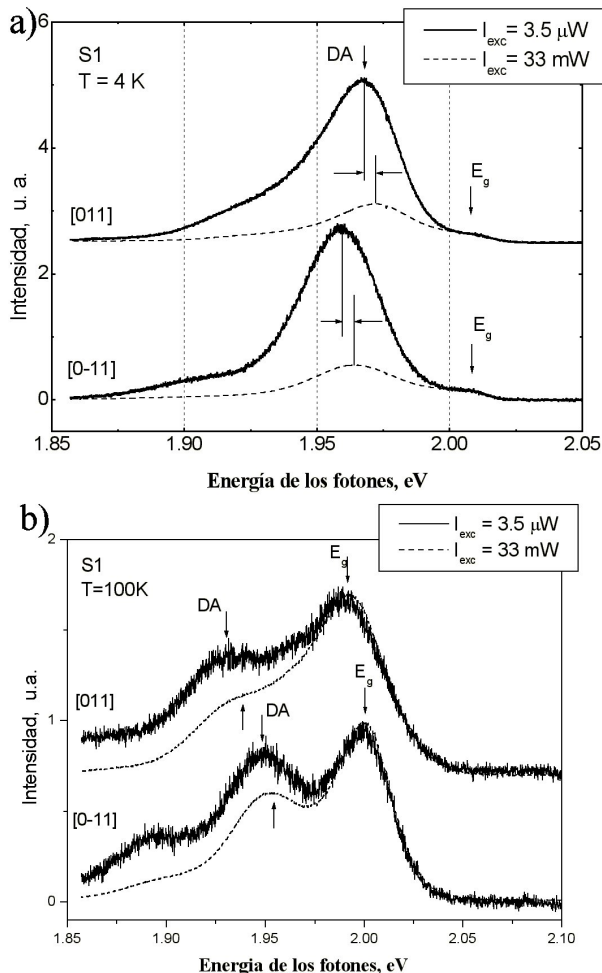


FIGURA 3. Comparación de los espectros de fotoluminiscencia para baja y alta potencia de excitación en distintas temperaturas a) 4K, b) 100K. Para mayor claridad los espectros que corresponden a distintas polarizaciones están desplazadas verticalmente.

desplaza aproximadamente 4 meV hacia mayores energías al aumentar la potencia, mientras que la posición del hombro no varía. Además se puede observar que con el aumento de la potencia de excitación a 4K el aporte al espectro del pico de menor energía disminuye. Los dos efectos mencionados corresponden al comportamiento característico de la transición donador-aceptor.

En la Fig. 3b el pico dominante se observa a altas energías. Este pico es la evolución térmica del hombro de altas energías que se observa en los espectros a 4K. El pico secundario en estos espectros muestra un comportamiento similar al pico dominante en los espectros a 4K con la potencia de excitación. De esta manera este pico puede ser atribuido a la transición donador-aceptor (DA), mientras que el pico de mayor energía corresponde a la transición banda-banda.

2.2.2. Dependencia térmica de la fotoluminiscencia

En la Fig. 4 se presenta la evolución térmica de los espectros de FL de la película S1 para ambas polarizaciones, ([011]

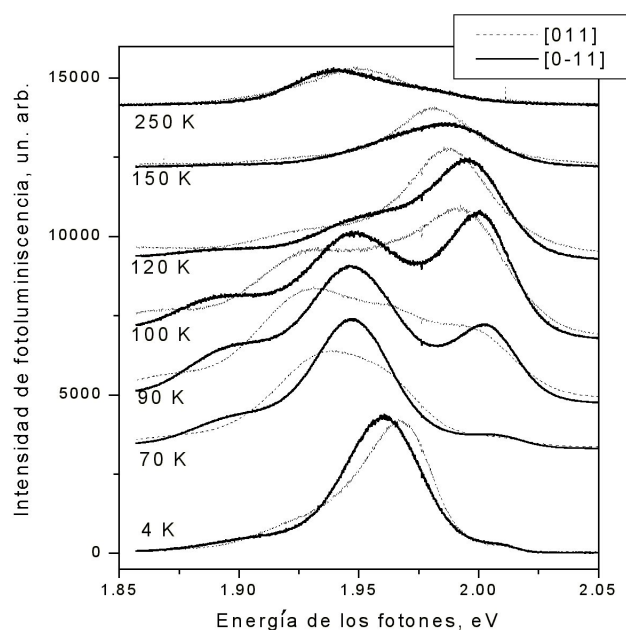


FIGURA 4. Comportamiento térmico de los espectros de fotoluminiscencia para dos polarizaciones ortogonales.

y $[0\bar{1}1]$). Podemos observar que los espectros de emisión a temperatura baja (4 K) y a temperatura alta (250 K) para las dos polarizaciones ortogonales tienen una forma similar, la cual consiste en un solo pico espectral dominante, siendo la intensidad de emisión aproximadamente la misma para las dos polarizaciones. La posición de estos picos para ambas polarizaciones están desplazadas en el mismo sentido y difieren en 7-8 meV tanto a altas, así como a bajas temperaturas. Sin embargo, a temperaturas intermedias los espectros para las dos polarizaciones difieren considerablemente. En efecto, estos espectros se diferencian en el número de picos, sus posiciones, su semiancho y su intensidad relativa. Para mejor entendimiento de los efectos que llevan a las diferencias entre los espectros de radiación emitida en distintas polarizaciones hemos aproximado los espectros experimentales mediante un conjunto de varias curvas gaussianas, cada una de las cuales puede ser atribuida a la transición radiativa entre dos niveles energéticos.

3. Análisis de los espectros y discusión

En la Fig. 5 (a y b) se presentan las dependencias térmicas de la posición de los picos obtenidas por simulación de los espectros con las curvas gaussianas. La Fig. 5a corresponde a la polarización paralela a $[011]$, mientras que la Fig. 5b a la polarización $[0\bar{1}1]$. Para ambas polarizaciones la posición del pico de alta energía se mueve monótonamente hacia menores energías con el aumento de temperatura y su energía corresponde aproximadamente al ancho de la banda prohibida, E_g . Por esta razón este pico fue atribuido a la transición banda-banda. Las dependencias de E_g vs T son muy parecidas para ambas polarizaciones. Hay que tener en cuenta que a temperaturas bajas, mientras este pico se manifiesta como

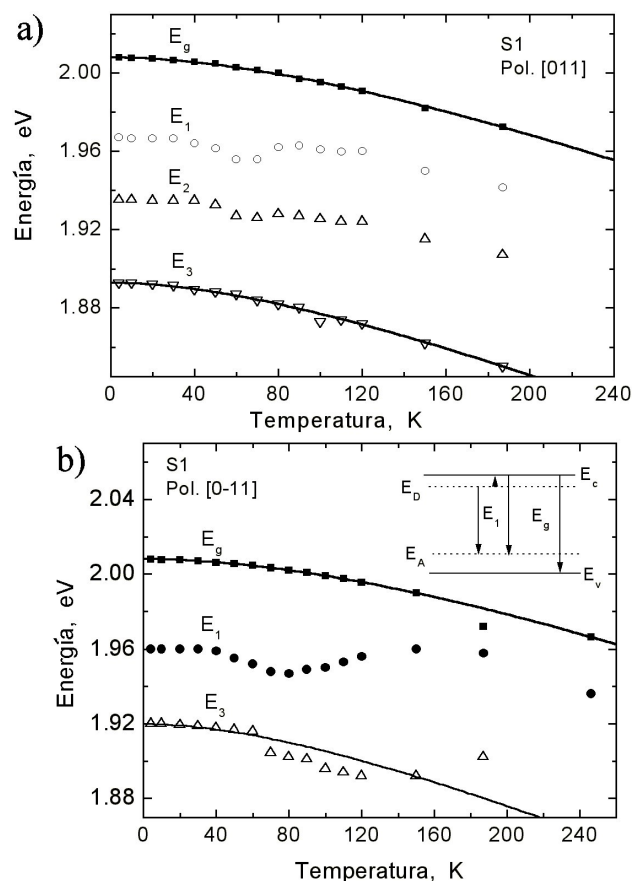


FIGURA 5. Dependencia térmica de los picos de fotoluminiscencia con la temperatura para la polarización orientada en la dirección: a) $[011]$, b) $[0\bar{1}1]$.

un hombro, la exactitud de su determinación no es muy buena, ya que los hombros tienen pequeñas amplitudes.

La dependencia térmica de la transición banda-banda para ambas polarizaciones puede ser descrita por la expresión de Varshni:

$$E_g = E_0 - \frac{\alpha \cdot T^2}{\beta + T},$$

donde E_0 es igual a 2.008 eV para ambas polarizaciones, α es también aproximadamente la misma para ambas polarizaciones e igual a 4.5×10^{-4} eV/K y β es igual a 265 K para la polarización $[011]$ y a 410 K para la polarización $[0\bar{1}1]$.

El pico que domina el intervalo de menor energía, E_3 , es aproximadamente equidistante al pico correspondiente a la transición banda-banda y su comportamiento puede ser descrito por la misma ley con los parámetros siguientes: E_0 es igual a 1.89 eV para la polarización $[011]$ y a 1.92 eV para la polarización $[0\bar{1}1]$, α es aproximadamente la misma para ambas polarizaciones e igual a 4.5×10^{-4} eV/K y β es igual a 265 K para la polarización $[011]$ y a 190 K para la polarización $[0\bar{1}1]$.

El pico dominante a bajas temperaturas, E_1 , atribuido a la transición donador-aceptor tiene un comportamiento peculiar con la temperatura para ambas polarizaciones. A bajas

temperaturas su energía disminuye hasta alcanzar un mínimo alrededor de 60-70 K, después del cual crece paulatinamente hasta los 100-120 K y luego comienza a bajar nuevamente. La explicación de este comportamiento es la siguiente (ver el esquema insertado en la Fig. 5b): la transición donador-aceptor domina hasta las temperaturas de 60-70 K, con el aumento de la temperatura los electrones pasan del nivel del donador a la banda de conducción y tienen lugar dos transiciones: DA y banda-de-conducción-aceptor (eA^0). La presencia de estas dos transiciones hace que la energía del pico aumente. Mientras mayor sea la temperatura, mayor es el aporte de la transición banda-aceptor y esta transición domina a altas temperaturas.

La diferencia de 8 meV en la posición de los picos que corresponden a la transición banda-banda para distintas polarizaciones a 250 K está relacionada con la deformación de la red cristalina. El efecto que causa sobre la estructura de las bandas energéticas de un semiconductor la deformación biaxial de la red cristalina está bien estudiado. La diferencia entre las constantes de red cristalina de la película y del sustrato lleva a la deformación de la red de la película y a la pérdida de la simetría cúbica, y ésta a su vez quita la degeneración de las bandas de huecos pesados y huecos ligeros. Los cálculos que hemos realizado siguiendo el modelo de Pikus y Bir [ver, por ejemplo, Ref. 10] muestran que la diferencia de 8 meV en la posición del máximo de FL para distintas polarizaciones, que observamos experimentalmente corresponde al desacople $\Delta a/a = 0.2\%$ aproximadamente, lo cual usando la ley de Vegard puede ser relacionado al contenido de Ga de 54% en la solución ternaria. Este valor de $\Delta a/a = 0.2\%$ parece sobreestimado para una película crecida cerca del acople reticular. Por lo tanto, atribuir toda la deformación al desacople de red no es del todo correcto. En efecto, la diferencia entre las constantes de dilatación térmica de la película y del sustrato puede llevar a la deformación térmica, la cual, en una primera aproximación, es proporcional a la diferencia de temperatura $\Delta T = T_g - T_m$, donde T_g es la temperatura de crecimiento y T_m es la temperatura de medición de la FL.

Cabe destacar que la estructura S1, que fue seleccionada para un análisis más detallado, no resultó ser uniforme en la distribución de los cationes, Ga y In. La escogimos porque las mediciones en el difractor de alta resolución mostraron que esta película tiene el mejor acople con su sustrato, es decir, solo $\sim 0.02\%$ de diferencia en constantes de la red entre la película y el sustrato. Sin embargo, las mediciones de morfología de esta película hechas en la misma estructura por TEM [11] muestran que el contenido relativo de los átomos del grupo III varía periódicamente, es decir, presenta modulación de composición. En efecto, la modulación de composición fue puesta de manifiesto en una imagen de TEM de campo oscuro realizada para la reflexión [220] hecha a 100 kV para un corte en el plano de la superficie de la estructura. En esta reflexión, que es particularmente sensible a las variaciones de la composición química, se ha observado un patrón característico de dos conjuntos de franjas cruzadas, orientadas unas en la dirección [001] y las otras en la direc-

ción [010], con un periodo de aproximadamente $0.2 \mu\text{m}$. El mismo patrón frecuentemente se observa en las capas de InGaP crecidas por EFL. Esto es indicativo de la variación periódica del contenido de los cationes en la capa, alternándose las regiones del material ricas en In y en Ga. La variación periódica de la composición química corresponde a la variación periódica de la constante de la red, es decir, las zonas ricas en In tienen mayor constante de la red mientras que las zonas ricas en Ga menor. Por otra parte la presencia del sustrato tensiona las zonas ricas en Ga y comprime las zonas ricas en In, como resultado de esto las variaciones del ancho de la banda prohibida de la película debido a la variación de composición y a la deformación tienden a compensarse [12].

A temperaturas intermedias los espectros de dos polarizaciones difieren considerablemente. Hay que destacar que esta diferencia es más notable en el mismo intervalo de temperaturas (70-120K) en el cual observamos la presencia de un mínimo local de la energía de la posición de los picos DA con la temperatura (ver Fig. 5 a,b). Además este es el mismo intervalo donde el pico que corresponde a la transición banda-banda se convierte en el pico dominante. En efecto, estos espectros se diferencian en el número de picos y sus posiciones, su semiancho e intensidad relativa. En la Fig. 6 nosotros mostramos la comparación entre los dos espectros para distintas polarizaciones a 80 K. Para la polarización $[0\bar{1}1]$ el espectro de emisión está formado de 3 picos, mientras que el espectro con polarización [011] presenta 4 picos bien definidos. Se observa que el pico de mayor energía a ~ 2.00 eV atribuido a la transición banda-banda, casi coincide en ambos espectros. En el espectro $[0\bar{1}1]$ el pico central, atribuido a DA, se observa en 1.947 eV, mientras que en el espectro [011] se observan dos picos situados en 1.962 eV y 1.928 eV. Es interesante que el pico DA en el espectro $[0\bar{1}1]$ está aproximadamente en el medio entre los dos picos en el espectro [011]. Los picos E_1 para ambas polarizaciones corresponden a la transición DA, ya que la diferencia entre su energía a 80K y a 4K es aproximadamente la misma que la diferencia de la energía de la transición banda-banda para las temperaturas correspondientes. El pico a 1.928 eV (E_2) que se manifiesta sólo en la polarización [011] y está separado a 34 meV de E_1 podría estar relacionado con la réplica fonónica de E_1 , aunque no queda claro por qué no se observa en la polarización $[0\bar{1}1]$. Es evidente que los experimentos realizados con estas dos polarizaciones ponen de manifiesto la anisotropía de la capa de InGaP en las direcciones $[0\bar{1}1]$ y [011].

La anisotropía entre estas dos direcciones ha sido observada en varias soluciones sólidas ternarias y cuaternarias III-V con distintos efectos. Se ha observado la variación del espesor de los pozos cuánticos de InGaAsP solo en una dirección cristalina [13]. En las películas InGaAs crecidas sobre InP se ha observado [14] que las dislocaciones producidas por el desacople de las constantes de red cristalina aparecen inicialmente en la dirección $[\bar{1}10]$, lo cual muestra que la deformación no está distribuida uniformemente en estas dos di-

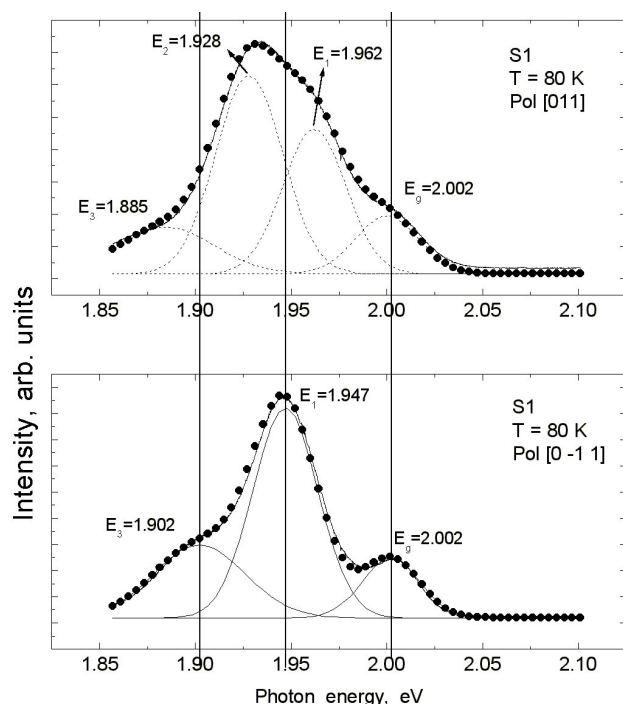


FIGURA 6. Comparación de los espectros de fotoluminiscencia en dos polarizaciones ortogonales a 80K.

recciones ortogonales. El valor de la corriente de umbral de los láseres de AlGaInP con la franja de contacto orientada en $[\bar{1}10]$ (1.35 kA/cm^2) difiere casi el doble de este valor cuando la franja está orientada en la dirección $[110]$ (2.10 kA/cm^2) [15].

Varios efectos pueden causar la anisotropía observada en nuestros espectros. Una pequeña asimetría de la composición química, asimetría en la distribución de defectos, presencia de campos eléctricos relacionados con las impurezas asimétricamente distribuidas, diferencia en la deformación causada por el crecimiento sobre el sustrato inclinado hacia una dirección cristalina.

Hay que mencionar que las capas crecidas no fueron dopadas intencionalmente. Eliminar las impurezas residuales y obtener capas libres de impurezas es un problema que tiene una importancia especial y se han realizados numerosos trabajos para reducir al mínimo la concentración de los portadores libres en las soluciones sólidas ternarias III-V y fabricar capas con alta resistencia a la corriente eléctrica. El nivel de dopaje con impurezas residuales en InGaP crecido por EFL puede ser tan alto como 10^{17} cm^{-3} . La técnica comúnmente usada para obtener películas de alta pureza consiste en un prolongado tratamiento térmico del fundido. El grado de pureza de los materiales iniciales juega un papel importante. No obstante el silicio (Si), el azufre (S) y el oxígeno (O) han sido reportados como las impurezas donadoras residuales básicas [16], mientras que el carbono (C) y el Si son las principales impurezas aceptoras residuales [17]. En esta referencia el nivel de energía del aceptor (atribuido a Si o C) medido por FL en la película crecida por EFL se encuentra a $\sim 44 \text{ meV}$ por encima del máximo de la banda de valencia y

este valor no depende del desacople entre película-substrato en el rango de 0.08 a 0.33 %. Las distancias en energía entre los picos atribuidos a la transición banda-banda y DA que hemos observado experimentalmente son de este orden.

El silicio proviene del cuarzo del reactor, carbono proviene del bote de grafito, oxígeno puede estar presente en el gas H_2 pasante. Además el bote de grafito, que es un material poroso, se contamina por oxígeno cada vez que es expuesto al aire y necesita un cuidado especial para evitar que sea una fuente adicional de oxígeno y otras impurezas. El tratamiento térmico del fundido previo al crecimiento puede minimizar la concentración de todas estas impurezas en la película.

La diferencia en los espectros de distintas polarizaciones frecuentemente se entiende como una evidencia de la presencia del ordenamiento (o de fases ordenadas) en las películas, debido a que la simetría cúbica característica para las estructuras cristalinas desordenadas se pierde cuando los átomos de una de las subredes de la blenda de zinc "se ordenan" llenando alternadamente los planos diagonales de la red. Nosotros en nuestros estudios no hemos visto ninguna evidencia de ordenamiento de la película en regiones locales, ya que éstas nunca fueron observadas en el TEM. No obstante, nosotros consideramos que una de las posibles causas de la anisotropía observada en los espectros de FL para diferentes direcciones cristalográficas es la presencia de la modulación de la composición presente en nuestras muestras.

4. Conclusiones

Hemos analizado los espectros de fotoluminiscencia de las películas de InGaP crecidas sobre sustratos de GaAs por el método de epitaxia líquida. Las mediciones de FL hechas en un amplio intervalo de temperaturas y potencia de excitación han permitido identificar las diferentes transiciones presentes en los espectros. A altas temperaturas (250K) predomina la recombinación banda-banda, mientras que a bajas temperaturas (4K) domina la recombinación donador aceptor. Tanto los donadores, así como los aceptores, provienen de las impurezas residuales, ya que las capas crecidas no fueron dopadas intencionalmente, probablemente estas impurezas son el carbono y el silicio. Las mediciones de la emisión en dos polarizaciones en las direcciones cristalográficas $[011]$ y $[0\bar{1}1]$, que corresponden a las direcciones ortogonales del corte para el sustrato orientado en el plano (100), nos permitieron observar la presencia de la deformación de la película debido al desacople reticular, así como a la deformación térmica y una notable anisotropía en la forma de línea de los espectros a temperaturas intermedias (70 – 120 K) para estas direcciones cristalográficas. Aunque la anisotropía de estas dos direcciones cristalográficas se ha observado en diferentes efectos, su origen no está claro y puede deberse a varias causas.

Agradecimientos

El trabajo fue apoyado por el proyecto de investigación de CONACYT # 34759-E.

1. T.Kanata, M. Nishimoto y H. Nakayama, T. Nishino, *Phys.Rev. B* **45** (1992) 6637.
2. A. Mascareñas, S.R. Kurtz, A. Kibbler y J.M. Olson, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2108.
3. O. Ueda *et al.*, *J. Appl. Phys.* **68** (1990) 4268.
4. G.C. Jiang *et al.*, *J. Appl. Phys.* **78** (1995) 2886.
5. M.C. DeLong *et al.*, *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 5163.
6. M.C. Wu, Y.K. Su, K.Y. Cheng y C.Y. Chang, *J. Appl. Phys.* **58** (1985) 1537.
7. H. Asai y K. Oe, *J.Crystal Growth* **62** (1983) 67.
8. J.D. Lambkin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 73.
9. Bar Chen y Arden Sher, *Semiconductor Alloys: Physics and Engineering* (Plenum Press., 1995) p. 263.
10. *InP and Related Compounds: Materials, Applications and Devices*, Edited by M.O. Manasreh (Gordon and Breach Science Publishers, 2000) p. 411.
11. T. Prutskij *et al.*, (enviado a publicación).
12. J. Mirecki Millunchick *et al.*, *Journal of Electronic Materials* **26** (1997) 1048.
13. A. Ponchet, A. Rocher, J.-Y Emery, C. Starck y L. Goldstein, *J. Appl. Phys.* **74** (1993) 3778.
14. B.R.Bennett y J.A. del Alamo, *J. Electrón Mater* **20** (1991) 1075.
15. H. Fujii, Y. Ueno, A. Gomyo, K. Endo y T. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992) 737.
16. K. Nakajima, S. Yamazaki, T. Takanohashi y K. Akita, *J. Cryst. Growth (Netherlands)* **59** (1982) 572.
17. J.B. Lee, S.D. Kwon, I.Kim, Y.H.Cho y B.Cho, *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 5016.