



*Universidad Autónoma  
de San Luis Potosí  
Facultad de Ciencias*



*Crecimiento de Puntos Cuánticos en Sustratos Anisotrópicos de  
Alto Índice.*

Por:

*M. C. Eric Eugenio López*

Presentada a la Coordinación para la Innovación y Aplicación de la  
Ciencia y Tecnología para obtener el grado de

*Doctor en Ciencias Aplicadas*

Asesor: *Dr. Víctor Hugo Méndez García.*

## *Dedicatoria*

A mi familia y amigos que permitieron esto posible...

---

---

# *Índice*

---

---

<b><i>Capítulo 1 Estado del Arte</i></b>	<b><i>1</i></b>
1.1 <i>Introducción</i>	<i>1</i>
<b><i>Capítulo 2 Sistemas Experimentales</i></b>	<b><i>4</i></b>
2.1 <i>Introducción</i>	<i>4</i>
2.2 <i>Epitaxia por Haces Moleculares</i>	<i>4</i>
2.2.1 <i>Cámara de Deposición</i>	<i>6</i>
2.2.2 <i>Celdas de Efusión</i>	<i>8</i>
2.2.3 <i>Modos de Deposición</i>	<i>9</i>
2.3 <i>Reflecto-Difracción de Electrones de Alta Energía</i>	<i>12</i>
2.3.1 <i>Fundamentos de la técnica RHEED</i>	<i>13</i>
2.3.2 <i>Anillos de Laue</i>	<i>14</i>
2.3.3 <i>Aplicaciones de RHEED</i>	<i>15</i>
2.4 <i>Microscopía de Fuerza Atómica</i>	<i>16</i>
2.4.1 <i>Fundamentos de Microscopía</i>	<i>17</i>

## *Índice*

2.4.2	<i>Generalidades de AFM</i>	18
2.5	<i>Fotoluminiscencia</i>	19
2.5.1	<i>Arreglo experimental de PL</i>	20
2.6	<i>Fotorreflectancia</i>	21
2.7	<i>Espectroscopia Raman</i>	23
<b>Capítulo 3</b>	<b><i>Marco Teórico</i></b>	<b>25</b>
3.1	<i>Semiconductores III-V</i>	25
3.2	<i>Superficies Cristalinas</i>	28
3.2.1	<i>Estructura Atómica de Superficies</i>	28
3.3	<i>Sistemas de Baja Dimensionalidad</i>	30
3.4	<i>Reglas de Selección de Dispersión Raman</i>	32
<b>Capítulo 4</b>	<b><i>Resultados Experimentales</i></b>	<b>34</b>
4.1	<i>Objetivo</i>	34
4.2	<i>Metodología</i>	35
4.2.1	<i>Limpieza del sustrato</i>	35
4.2.2	<i>Condiciones de Crecimiento</i>	36
4.3	<i>Resultados y Discusión</i>	38
4.3.1	<i>Puntos Cuánticos</i>	38
4.3.2	<i>Puntos Cuánticos Alineados</i>	44
4.3.3	<i>Estructuras 0-D con Alto Orden Unidimensional</i>	53
4.4	<i>Conclusiones</i>	68
<b>Bibliografía</b>		<b>70</b>

---

---

# Capítulo 1

## *Estado del Arte de la Investigación*

---

---

### *1.1 Introducción*

Para tener una idea de la real magnitud de esta revolución pensemos por un momento en los transistores, probablemente la aplicación tecnológica más importante de los semiconductores. Cualquier habitante del mundo moderno se encuentra rodeado cotidianamente por millones de transistores. Están en el televisor, equipo de música, lavadora, reloj de pulsera, celulares, etc. Una computadora puede llegar a tener algunos miles de millones de transistores. De hecho, en el mundo existen muchos más transistores que personas. Naturalmente, una cosa es usar esta tecnología y otra muy distinta es desarrollarla. Este último es el objetivo principal que persigue este estudio, con el propósito de que a futuro pueda ser empleado este conocimiento para impulsar avances tecnológicos.

Durante las últimas décadas, las nanoestructuras de semiconductores han sido objeto de diversos estudios ya que se espera que mejoren las propiedades de dispositivos de la vida cotidiana, láseres, celdas solares, transistores de baja dimensión, etc. Como tipo particular de nanoestructura, los *puntos cuánticos* (*QD*, *Quantum Dots*) son las nanoestructuras más estudiadas debido a su

## Capítulo 1

densidad de estados similar a la función delta, la cual es muy prometedora para posibles aplicaciones en dispositivos optoelectrónicos y dispositivos futuros con características ventajosas como rendimiento mejorado y bajo consumo de energía<sup>1-3</sup>. Usualmente, el autoensamble de QDs es un proceso de formación impulsada por tensión empleando el modo de crecimiento de *Stranski-Krastanov (S-K)* en la *epitaxia de haces moleculares (MBE, Molecular Beam Epitaxy)*. La fuerza de tensión provoca la transición del modo de crecimiento bidimensional a la formación de islas, que se espera nominalmente después de la deposición de 1.7 *monocapas (ML, MonoLayers)* para InAs / GaAs(1 0 0).

Sin embargo, la nucleación de QDs da como resultado disposición aleatoria y tamaños irregulares, impactando así el rendimiento del dispositivo. Por lo tanto, para maximizar el rendimiento del dispositivo, es crítico controlar tanto la homogeneidad del tamaño como el ordenamiento de la nucleación en el plano de los QD. Varios grupos de investigación han trabajado en la optimización de las condiciones apropiadas para controlar la autoorganización de QDs<sup>4-6</sup> principalmente en sustratos (1 0 0)<sup>7,8</sup>. Debido a la naturaleza estocástica de la nucleación de los adátomos, el ordenamiento espacial de los QD sigue siendo extremadamente desafiante. Se ha demostrado que el crecimiento de MBE en *sustratos de alto índice (HIS, High Index Substrates)* es una excelente alternativa para obtener superficies corrugadas<sup>9,10</sup>, que se pueden usar más como plantillas para sintetizar sistemas unidimensionales de QDs, como *hilos cuánticos (QWRs, Quantum Wires)* y *dashes cuánticos (QDHs, Quantum Dashes)*<sup>3,11</sup>. La particular disposición *unidimensional (1D)* implica también diferentes mecanismos de distribución de la tensión, efectos de confinamiento cuántico y anisotropía de la superficie. Todos estos efectos son de gran interés, con el objetivo de adaptar finalmente la nucleación de las nanoestructuras semiconductoras, comprender el proceso de crecimiento en HIS puede lograr mejoras tecnológicas potenciales de dispositivos y aplicaciones prácticas, tales como láseres de densidad de corriente de bajo umbral<sup>12</sup>, diodos láser de longitud de onda de 1.3  $\mu\text{m}$ <sup>13</sup>, láseres compactados<sup>14</sup>, espejos absorbedores saturables de semiconductores<sup>15</sup> y diodos emisores de luz superluminiscentes<sup>16</sup>, entre otros<sup>17</sup>.

Hoy en día el estudio de este tipo de estructuras semiconductoras ha abarcado varias ramas de desarrollo, como son:

- Investigadores de la Universidad de Rice han demostrado que los QDs de grafeno dopados con nitrógeno pueden usarse como catalizadores para producir hidrocarburos a partir de dióxido de carbono<sup>18</sup>.

## Capítulo 1

- ↪ Científicos de la Universidad de Colorado en Boulder están estudiando el uso de QDs para tratar infecciones resistentes a antibióticos<sup>19</sup>.
- ↪ Investigadores del Laboratorio Nacional de Los Alamos han desarrollado una celda solar que utiliza QDs de  $\text{CuInSe}_x\text{S}_{2-x}$ . A diferencia de los QDs que contienen plomo o cadmio, el QD a base de cobre no es tóxico y de bajo costo<sup>20</sup>.
- ↪ Otros grupos de investigación están desarrollando sensores de humedad y presión usando QDs de grafeno. Estos sensores están originalmente diseñados para aplicaciones de vuelos espaciales porque pueden funcionar a muy baja presión<sup>21</sup>.
- ↪ Los QDs se puede usar para producir imágenes de tumores cancerosos. Actualmente esto se usa en análisis de laboratorio para evaluar el rendimiento de los tratamientos contra el cáncer<sup>22</sup>.
- ↪ Investigadores de la Universidad de Ciencia y Tecnología de Wroclaw estudian estructuras basadas en QDHs, las cuales se pueden implementar en mediciones tolerantes a fallas basada computación cuántica<sup>23,24</sup>.
- ↪ Científicos de la Universidad de Tunéz trabajan con la aplicación de QWRs en láseres de emisión en infrarojo medio debido al hecho de que estas estructuras láser han sido ampliamente utilizadas en sistemas optoelectrónicos, podría traer una mejora de alto impacto en la sociedad de hoy en día<sup>25</sup>.
- ↪ Investigadores del Instituto de Tecnología Rorchester trabajan en el desarrollo de diodos emisores de luz ultravioleta empleando pozos cuánticos (*QWs*, *Quantum Wells*), y establecen que el desarrollo de diodos emisores de luz ultravioleta de nitruro-III es de vital importancia para diversas aplicaciones, como la purificación del agua, la esterilización y la grabación óptica de alta densidad<sup>26-30</sup>.

---

---

# Capítulo 2

## Sistemas Experimentales

---

---

### 2.1 Introducción

En este capítulo, se describe la técnica de deposición MBE, así como de los diferentes modos de deposición durante el crecimiento epitaxial, esto con el motivo de comprender la deposición de los materiales. Además, en este capítulo se introducen las técnicas de análisis empleadas para el estudio de las muestras experimentales; técnicas como reflecto-difracción de electrones de alta energía (*RHEED, Reflection High Energy Electron Diffraction*), microscopía de fuerza atómica (*AFM, Atomic Force Microscopy*), microscopía electrónica de barrido (*SEM, Scanning Electron Microscopy*), espectroscopia de fotorreflectancia (*PR, Photoreflectance*), espectroscopia de fotoluminiscencia (*PL, Photoluminescence*) y espectroscopia Raman (*RS, Raman Spectroscopy*).

### 2.2 Epitaxia por Haces Moleculares

El termino epitaxia tiene sus raíces en el griego: *epi* que significa “sobre” y *taxis* que significa orden. Así este término se refiere a un proceso de deposición de una película sobre un

## Capítulo 2

sustrato en el cual se preserva o reproduce la misma estructura cristalina del sustrato. Si la deposición es del mismo material del cual está conformado el sustrato se denomina homoepitaxia, en el caso de ser un material diferente se llama heteroepitaxia.

El uso de la técnica MBE<sup>31</sup> comenzó a principio de los años 70<sup>32,33</sup>. Las tecnologías de deposición de películas delgadas empleadas hasta ese momento, epitaxia en fase líquida, deposición de vapores químicos, “sputtering” y evaporación en vacío, no eran suficientes para el desarrollo de los nuevos dispositivos y el estudio de sistemas de dimensiones nanoscópicas, Fue cuando surgió buscar una alternativa. El Dr. Cho, el inventor de esta técnica declaró lo siguiente: -“Se presentó la necesidad de inventar un nuevo proceso. Una invención a veces sucede cuando se combina el conocimiento de dos tecnologías establecidas y los aplica a una tercera para crear una nueva tecnología. Este fue el caso del desarrollo de MBE”-. Esta nueva tecnología surgió al combinar el conocimiento de física de superficies y la tecnología de propulsión de iones. En esencia, la técnica de MBE es una técnica de evaporación basada en ultra alto vacío (*UHV, Ultra High Vacuum*).

En la práctica, es una técnica de deposición con gran capacidad de reproducibilidad obteniendo materiales con niveles de impurezas por debajo de 10 partes por billón, manteniendo control sin precedentes sobre la composición y dopaje de las estructuras diseñadas. Más adelante detallaremos las características generales de ésta técnica de crecimiento. Por el momento adelantaremos algunas de las ventajas que tiene MBE respecto a otras técnicas de deposición<sup>34</sup>:

- i. Modular la velocidad de deposición hasta el orden de 1  $\mu\text{m/hr}$  ( $\sim 3 \text{ \AA/s}$ ), la cual permite realizar cambios en la composición desde dimensiones atómicas.
- ii. La interdifusión de átomos puede considerarse despreciable debido a las bajas temperaturas de deposición.
- iii. El ambiente de UHV permite el empleo de técnicas de análisis para indagar las características químicas y/o estructurales antes, durante y después del crecimiento.
- iv. Uso de máscaras mecánicamente movibles para crear estructuras geométricas en el plano del sustrato (escritura epitaxial).
- v. Depósito secuencial de diferentes materiales (multicapas).
- vi. Automatizar todos los procesos mecánicos para proporcionar mayor control y reproducibilidad en las deposiciones.

## Capítulo 2

Dadas las ventajas anteriormente enumeradas, mediante MBE ha sido posible investigar los conceptos básicos de la cinética de deposición de materiales específicamente en el área de sistemas de baja dimensionalidad, lo cual conlleva nuevos e interesantes fenómenos dominados por el mundo cuántico, además ha sido posible sintetizar materiales semiconductores con el fin de diseñar gran variedad de dispositivos como lo han sido los transistores de alta velocidad, diodos y láseres. La utilidad de tales dispositivos es innegable. Actualmente son comúnmente empleados en el acoplamiento de fibras ópticas, teléfonos portátiles, satélites, sistemas del radar, etc.

Los dispositivos semiconductores son básicamente capas de materiales diferentes apiladas verticalmente. Cada capa, posee características electrónicas distintas las cuales determinan la utilidad y función del conjunto de capas. Así pues, el desarrollo exitoso de nuevos dispositivos se reduce a la habilidad para manipular la deposición ordenada de películas delgadas.

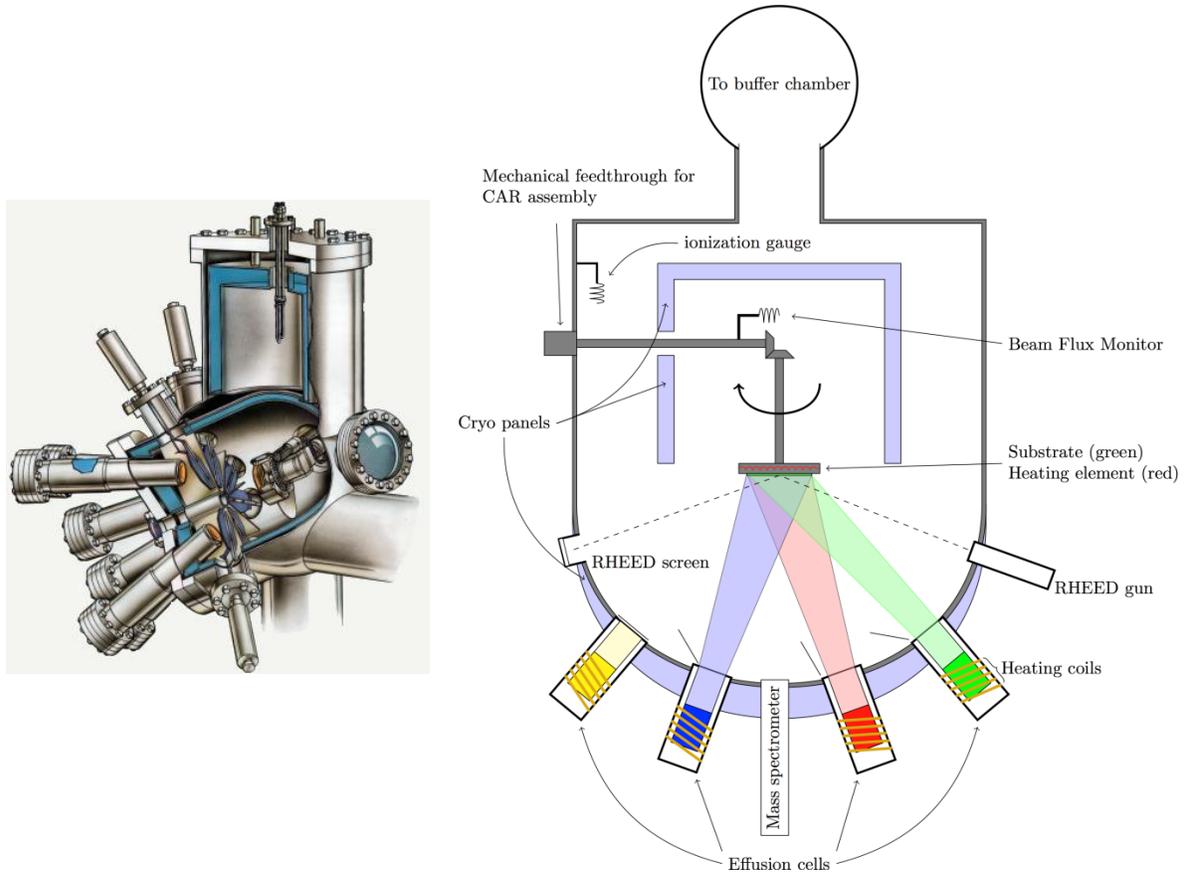
### 2.2.1 Cámara de Deposición

En la técnica MBE la deposición de los materiales sobre la superficie del sustrato se lleva a cabo en la cámara de crecimiento, de la cual se presenta un esquema en la **Figura 2.1**. La deposición epitaxial comienza con la irradiación de uno o más *haces moleculares o atómicos* sobre la superficie de la muestra. El proceso de deposición de capas con calidad cristalina, en bastante medida depende de la temperatura del sustrato, siendo este uno de los parámetros más importantes en MBE y el cual debe controlarse por lo tanto con mucha exactitud. El control de temperatura se lleva a cabo mediante un termopar el cual se coloca en el interior del brazo manipulador justo detrás del plato de Molibdeno donde se colocan las muestras (molyblock). Dependiendo de los materiales que se pretendan crecer las condiciones óptimas de deposición se obtienen cuando el sustrato tiene una temperatura entre 300 y 500 °C.

Al incidir los haces moleculares sobre la superficie del sustrato, los átomos y moléculas pueden experimentar diversos procesos como son: la absorción en la superficie, migración superficial, incorporación a la red cristalina del sustrato o a la capa ya depositada, y desorción térmica de los átomos no incorporados a la red. Estos son factores dependientes de las condiciones de crecimiento y determinan la calidad cristalina del material. Para promover la homogenización

## Capítulo 2

de las capas se hace girar el molyblock sobre su eje perpendicular durante el proceso de deposición, de esta manera se asegura la uniformidad de distribución del material.



**Figura 2.1** Dibujo esquemático del interior de la cámara de crecimiento de la técnica MBE. Se puede visualizar las partes principales de la cámara como son: celdas de efusión, el sistema de caracterización in-situ RHEED, crio paneles, medidores de ionización, entre otros.

La deposición mediante esta técnica para la formación de películas epitaxiales en comparación con otras técnicas, ofrece ventajas de gran importancia, tales como:

- i. Se desarrolla en condiciones de UHV (presión dentro de la cámara del orden de  $\sim 10^{-12}$  Torr) lo cual nos permite mantener la superficie del sustrato atómicamente limpia durante el crecimiento, obteniendo películas de alta calidad morfológica.
- ii. El ambiente de UHV permite el ensamble de técnicas de análisis superficial in-situ que permitan controlar el crecimiento antes y durante el mismo. Un ejemplo de

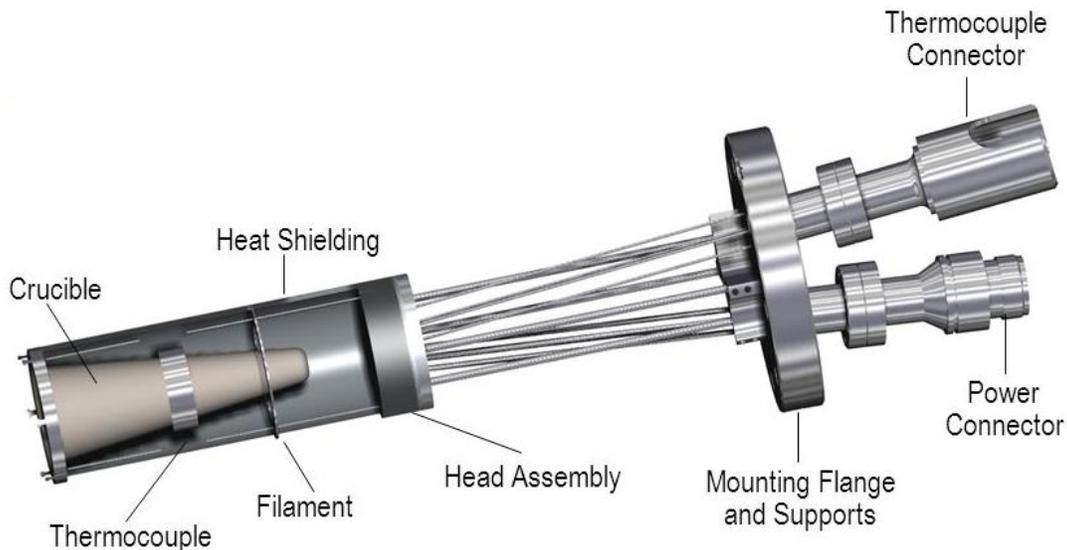
## Capítulo 2

ellos es la técnica de RHEED<sup>35,36</sup> la cual se detallara posteriormente, y se incluye en el esquema de la **Figura 2.1**.

- iii. Los haces moleculares pueden ser interrumpidos en una fracción de segundo permitiendo transiciones abruptas casi automáticamente de un material a otro o dopar el material en dimensiones atómicas.

### 2.2.2 Celdas de Efusión

Como se mencionó en la sección anterior, la técnica MBE funciona por medio de haces moleculares provenientes las celdas de efusión. Un factor de gran importancia es la generación del haz molecular, dado que su uniformidad y variación temporal determinarían la calidad y reproducibilidad de la deposición<sup>36</sup>. Un esquema representativo de una celda de efusión se presenta en la **Figura 2.2**.



**Figura 2.2** Esquema de una celda de efusión con algunos de sus componentes principales.

El material a evaporar es colocado en un recipiente denominado crisol, el cual es de nitruro de boro pirolítico. El crisol es rodeado por un filamento resistivo usado como calentador, y a su vez se recubre con una hoja del tantalio que blindo la celda para mejorar la eficacia de la calefacción y poder reducir la carga de calor en el compartimiento circundante. En su interior

## Capítulo 2

contiene conexiones para el termopar y los cables de alimentación para la resistencia. El termopar está situado en la base crisol para proporcionar la lectura del valor de la temperatura. La señal del termopar está conectado a un controlador de temperatura, así como a una fuente de alimentación que controla la cantidad de corriente que necesita la celda para incrementar o disminuir la temperatura con alto grado de exactitud. Las variaciones de la temperatura darán lugar a cambios correspondientes en el flujo del haz molecular. Dentro de las capacidades del controlador de temperatura, los valores de la temperatura son altamente estables logrando crecimientos repetitivos, a su vez, se necesitan rápidos cambios de temperatura permitiendo el crecimiento de capas epitaxiales abruptas con diferentes composiciones.

Asimismo, cabe señalar que las temperaturas de las celdas de efusión pueden diferir entre ellas, condicionadas por las diferentes dependencias de la presión de vapor respecto a la temperatura para cada uno de los elementos. Para excluir la posibilidad de una interacción de las celdas con diferentes temperaturas, éstas están contenidas en distintos compartimientos, rodeados por criopaneles (sección interna del sistema que es enfriada con nitrógeno líquido). Estas cámaras frías ayudan a conservar el ultra alto vacío dentro de la cámara de deposición, atrapando las impurezas que se desprenden de los elementos que están expuestas a altas temperaturas dentro del sistema.

### 2.2.3 Modos de Deposición

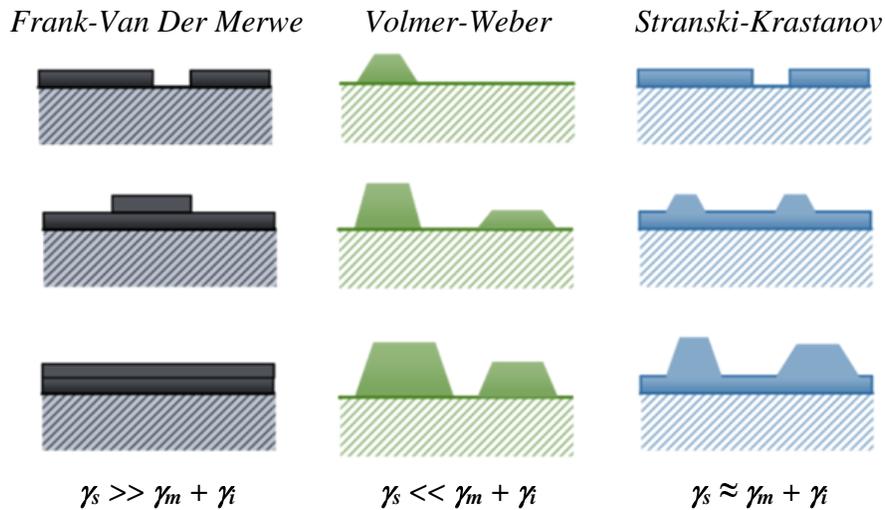
En MBE para la deposición epitaxial de material existen tres modos de crecimiento (mostrados en la **Figura 2.3**). Cada modo particular de deposición depende de las energías de interfaz y el desacople de la red. Los tres modos se detallan a continuación:

*Frank-Van Der Merwe*: Este modo de crecimiento es también conocido como capa por capa. Ocurre cuando la suma de la energía superficial de la capa depositada y la energía de la interfaz es menor que la energía superficial del sustrato. En este caso el material depositado “moja” el sustrato, de manera que los átomos que se depositan forman 1 ML antes de formar otra manteniendo así una superficie perfectamente plana.

## Capítulo 2

*Volmer-Weber*: Este modo el crecimiento es mejor conocido como crecimiento por islas, lo cual sucede cuando los átomos o moléculas tienen una energía mayor entre ellas que con el sustrato, por lo que el material depositado se conglomerará formando islas.

*Stransky-Krastanov*: Este último modo de crecimiento es una combinación de los dos anteriores, es decir que la suma de la energía superficial de la capa depositada y de la interfaz es aproximadamente igual que la energía superficial del sustrato, por lo que inicialmente el crecimiento se va realizando capa por capa y sucesivamente se va acumulando tensión elástica en la superficie hasta un determinado espesor crítico, y una vez superando dicho espesor se fragmenta la superficie formando islas.

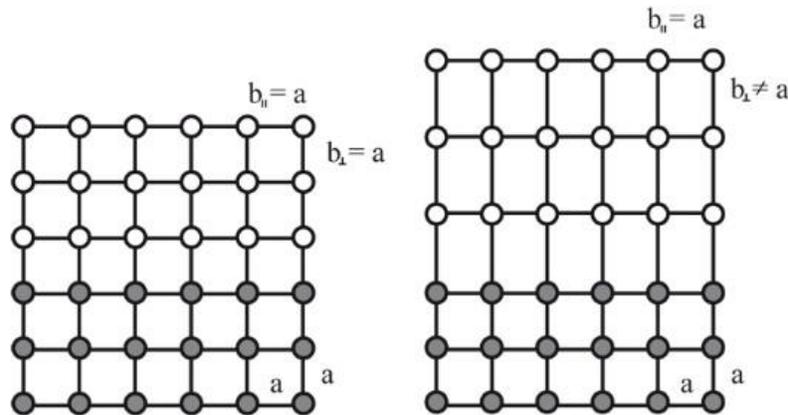


**Figura 2.3 Representación esquemática de los modos de crecimiento de la técnica MBE, se diferencian entre sí por la relación entre energías (energía superficial de la capa depositada  $\gamma_m$ , energía de la interfaz  $\gamma_i$  y energía superficial del sustrato  $\gamma_s$ ) presentada al pie de cada modo de crecimiento.**

Para facilitar el entendimiento del modo de crecimiento S-K tomemos el crecimiento de InAs sobre GaAs. Estos cristales poseen diferente constante de red: 6.05 Å y 5.65 Å para el InAs y GaAs, respectivamente. Esta diferencia en el parámetro de red conduce a un desacople de redes de aproximadamente 7%. En las etapas iniciales del depósito del InAs, crece acoplado al sustrato GaAs, a la primera capa que cubre toda la superficie del sustrato se le conoce como *capa de mojado*. Sin embargo, la tensión debido al desajuste de los parámetros de red provoca la deformación elástica del InAs en la dirección de crecimiento acumulando energía elástica. A esta

## Capítulo 2

etapa del crecimiento se denomina régimen pseudomórfico (**Figura 2.4**). Conforme aumenta el volumen de InAs depositado, la energía de tensión elástica se va incrementando. Esta situación persiste hasta alcanzar el espesor crítico en el que la energía acumulada es liberada mediante la formación espontánea o autoensamble de nanoislas tridimensionales coherentes, es decir, islas de InAs libres de dislocaciones.



**Figura 2.4** Crecimiento epitaxial pseudomórfico de materiales con distinto parámetro de red. Los parámetros de red del sustrato y la capa a depositada están representados por  $a$  y  $b$ , respectivamente.

Este mecanismo de auto-ensamble de nanoestructuras 0-dimensionales permite la síntesis de decenas de billones de nanoislas ( $10^{10}/\text{cm}^2$ ) entre 1 y 10 nm de alto y base de  $\sim 40$  nm con un alto grado de uniformidad en un único paso de crecimiento.

Para la aplicación satisfactoria de QDs en dispositivos optoelectrónicos es deseable controlar la distribución de tamaños y la densidad de las islas a través del dominio de los parámetros del crecimiento. Tales parámetros accesibles en el experimento para adaptar la forma de las nanoestructuras auto-ensambladas son:

- i. Temperatura. Tiene influencia en la densidad regional de nanoestructuras en una superficie sin estructura. Adicionalmente para el caso de superficies asimétricas, como se verá posteriormente, promueve el facetamiento de la superficie para conseguir autoorganización de nanoestructuras.
- ii. Espesor de deposición. Determina el tamaño de las nanoestructuras después de la etapa del nucleación.

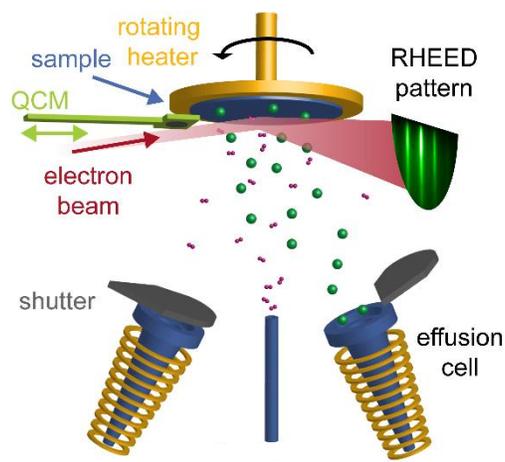
## Capítulo 2

- iii. Simetría del sustrato y material depositado. Afecta de manera directa la forma del QD y el facetamiento superficial.

### 2.3 Reflecto-Difracción de Electrones de Alta Energía

RHEED<sup>34</sup> es una técnica de caracterización que se utiliza para calibrar razones de crecimiento, observar la remoción de óxidos de la superficie (desorción), calibrar la temperatura del sustrato, monitorear el arreglo de los átomos en la superficie, dar información sobre la morfología de la superficie y de la cinética de crecimiento. Estas aplicaciones hacen de esta técnica una de las herramientas más útiles para la caracterización in-situ durante el proceso de crecimiento por MBE<sup>36</sup>.

En la técnica RHEED un haz de electrones de alta energía ( $\sim 30$  keV) impacta con la superficie de la muestra a un ángulo de incidencia rasante ( $\sim 1^\circ$ ). La longitud de onda asociada a los electrones con esta energía es del orden de la separación de los átomos de la red cristalina, lo que permite que la red se comporte como una rejilla de difracción. Por lo tanto la interacción de los electrones con la superficie se refleja sobre una pantalla de fósforo situada al lado opuesto al cañón de electrones, creando un patrón de difracción. En la **Figura 2.5** se muestra un esquema de la técnica RHEED.



**Figura 2.5** Dibujo esquemático del arreglo experimental de la técnica RHEED realizando caracterización de la muestra durante la deposición de material en la superficie.

## Capítulo 2

Mediante la observación y el análisis de los patrones de difracción obtenidos durante la deposición de los materiales (geometría del patrón y cambios en la intensidad en función del tiempo) obtenemos la información sobre el crecimiento.

### 2.3.1 Fundamentos de la técnica RHEED

Primeramente analicemos la técnica RHEED de manera idealizada en donde realizaremos las siguientes suposiciones:

- I. El haz de electrones es mono energético, infinitesimalmente delgado y colimado.
- II. La energía del haz es muy alta tal que el radio de la esfera de Ewald (definida más adelante) es muy grande en comparación con las dimensiones de la malla unitaria de la superficie en el espacio recíproco.
- III. El ángulo de incidencia es igual a cero.
- IV. La superficie de la muestra es perfectamente plana.

Al incidir el haz a una muestra cristalina perfecta, ésta constituye una red de difracción bidimensional. Las posiciones de los átomos en la superficie forman una red, la cual se obtiene de repeticiones periódicas de la malla unitaria. Si  $a_1$  y  $a_2$  son vectores unitarios de la malla en la superficie de la muestra en el espacio real, podemos obtener los similares en el espacio recíproco a través de las fórmulas:

$$a_1^* = 2\pi \frac{a_2 \times n}{a_1 \cdot a_2 \times n} \quad \text{Ec. 2.1}$$

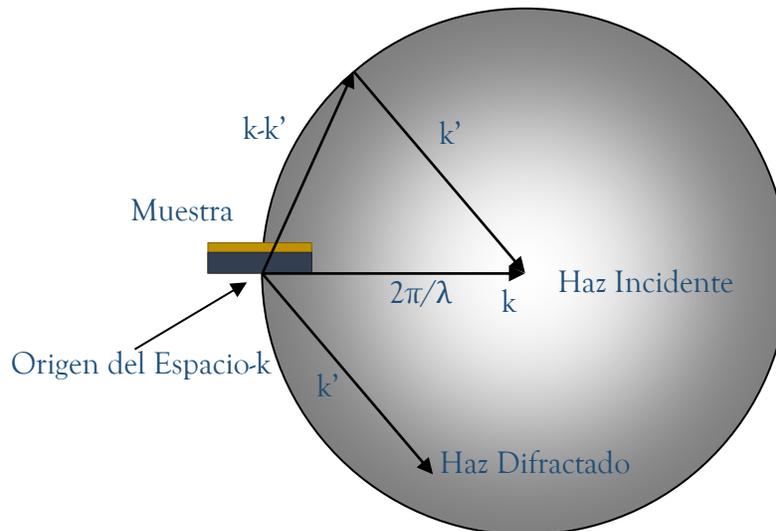
$$a_2^* = 2\pi \frac{a_1 \times n}{a_1 \cdot a_2 \times n} \quad \text{Ec. 2.2}$$

Donde  $n$  es el vector unitario normal a la superficie. La mayoría de los electrones incidentes son dispersados elásticamente por los átomos de la superficie de la muestra debido a la condición de incidencia rasante. Los electrones dispersados son caracterizados por el vector de onda  $k'$ . Los máximos de intensidad del haz difractado ocurren en direcciones de emergencia determinadas por la condición de difracción de von Laue, la cual enuncia que, para que ocurra interferencia constructiva, el producto punto del cambio en el vector de onda con cualquier vector  $r$  de la superficie cristalina de la muestra debe ser un múltiplo entero  $m$  de  $2\pi$ .

$$(k' - k) \cdot r = m2\pi \quad \text{Ec. 2.3}$$

## Capítulo 2

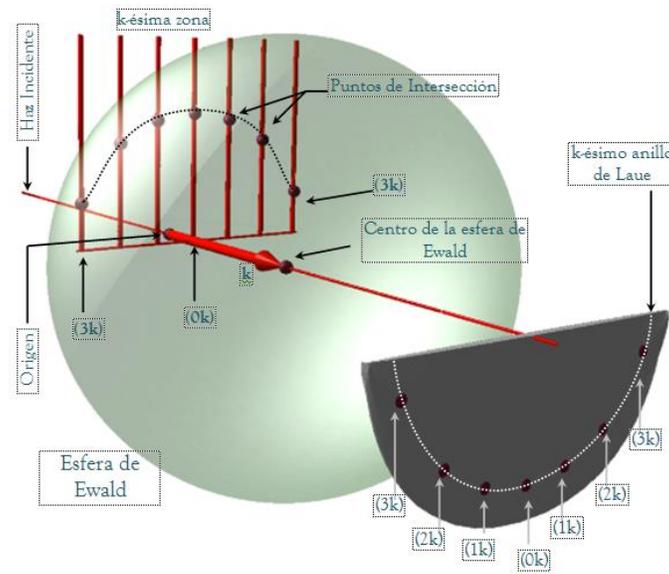
Para dispersión elástica,  $k-k'$  define una esfera de radio  $2\pi/\lambda$  alrededor de la punta de  $k$ . Esta es la esfera de Ewald, **Figura 2.6**. El origen del espacio  $k$  es colocado en el punto sobre la superficie de la muestra donde el haz incidente llega y de donde parten los haces difractados.



**Figura 2.6 Construcción de la esfera de Ewald.**

### 2.3.2 Anillos de Laue

Los puntos (o líneas) para un ángulo de incidencia  $\sim 3^\circ$  forman un arco o anillo en la pantalla. Las filas de barras a lo largo de direcciones perpendiculares al haz incidente son llamadas zonas o barras de Laue. Zonas de mayor orden en ocasiones se ven, ellas consisten de anillos de puntos. Estas zonas de mayor orden crean anillos de mayor orden como se puede observar en la **Figura 2.7**, en la cual se muestran los índices de Miller ( $h k$ ),  $k$  específica la zona. La  $k$ -ésima zona es frecuentemente etiquetada como  $Lk$ .

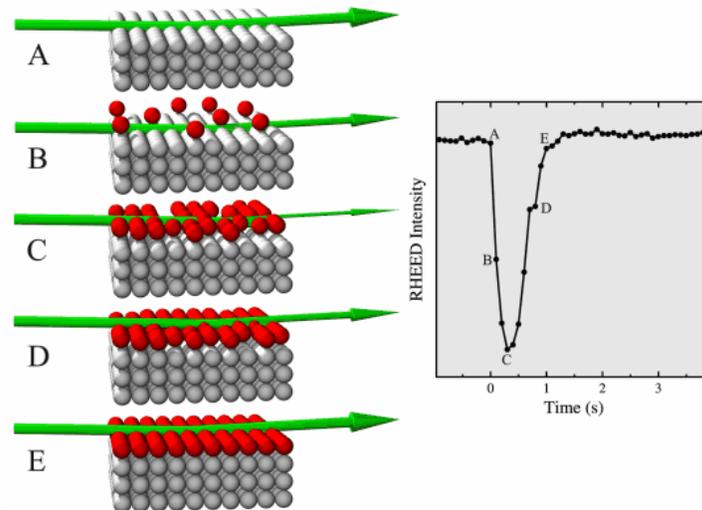


**Figura 2.7 Diagrama esquemático mostrando el  $k$ -ésimo anillo de Laue correspondiente a la  $k$ -ésima zona.**

### 2.3.3 Aplicaciones de RHEED

Desde 1983 la medición de la intensidad del haz especular del patrón RHEED ha sido una poderosa herramienta para investigar el modo de crecimiento en el sistema de MBE. Las oscilaciones pueden ser explicadas como un modo de crecimiento capa por capa como se muestra en la **Figura 2.8**. La frecuencia de oscilación corresponde a la velocidad de crecimiento de 1 ML. En la **Figura 2.8** se ilustra esquemáticamente la formación de la primera monocapa y se ve como ocurren las oscilaciones de la intensidad del haz especular, observándose un máximo en la intensidad al principio y al final de la formación de la primera monocapa, que es cuando se tiene una superficie atómicamente plana, mientras que se observa un mínimo en la etapa intermedia cuando la capa crecida está aproximadamente a la mitad.

La oscilación de intensidad del punto especular ha sido atribuida a la oscilación de la rugosidad de las capas cambiando la dispersión difusa<sup>37</sup>, pero la dependencia en el ángulo de incidencia de las oscilaciones<sup>36,38</sup> sugiere que la interferencia entre los electrones dispersados de la penúltima capa y la capa parcialmente crecida contribuyen a estas oscilaciones.



*Figura 2.8 Ilustración del mecanismo de las oscilaciones de intensidad del haz especular del RHEED durante el crecimiento de 1 ML, las esferas de color rojo representan la fracción de ML depositada en los incisos A-E, y su relación con la intensidad RHEED.*

En resumen, el estudio de las diferentes características de las oscilaciones en intensidad de RHEED como una función de las condiciones de crecimiento y de la orientación del sustrato provee valiosa información sobre la formación de monocapas, velocidad de crecimiento, migración en la superficie, además de la dinámica de crecimiento. Para un MBE convencional, la composición en los ternarios y cuaternarios también puede ser determinada al comparar la razón de crecimiento de los constituyentes binarios con la velocidad de crecimiento total.

## 2.4 Microscopía de Fuerza Atómica

La información del arreglo superficial o topología de las nanoislas es de gran importancia para caracterizar y en su momento ayudar a controlar las propiedades de dispositivos optoelectrónicos, ya que de la geometría de las nanoislas depende la energía de las transiciones entre sus niveles discretos. Es por esto que se ha utilizado AFM para estudiar la morfología de nanoislas, y en general de cualquier estructura.

## Capítulo 2

### 2.4.1 Fundamentos de Microscopía

Microscopía de barrido de sonda (*SPM, Scanning Probe Microscopy*) o microscopio de campo cercano es la denominación de microscopía, que como su nombre lo indica, obtiene la información mediante el barrido de una sonda en la superficie de la muestra.

El fundamento de estos microscopios es medir alguna propiedad de interés al barrer la superficie de la muestra con una punta afilada. Las variantes de SPM denominan a toda una familia de técnicas no destructivas, donde se hace interactuar una sonda con la muestra de manera que la interacción sea dependiente de la distancia  $z$  entre ambas y de que el área de la muestra que interactúa sea mínima.

Entre las varias técnicas para generar imágenes y medidas de superficies hasta una escala fina de nivel molecular y de grupos de átomos se encuentran: las interacciones de fuerza atómica, corriente túnel y campo cercano, dando origen a AFM, SEM, microscopía de transmisión de electrones (*TEM, Transmission Electron Microscopy*) y microscopía óptica de barrido de campo cercano (*SNOM, Scanning Near-field Optical Microscopy*). Estas técnicas permiten obtener imágenes de la superficie con una elevada resolución debido a que está limitada únicamente por el tamaño de la sonda y su distancia a la muestra.

La **Tabla 2.1** se presentan algunas de las diferencias entre las técnicas de microscopía de barrido. En este trabajo utilizamos AFM y SEM para evaluar la morfología superficial de nuestras muestras.

	<i>AFM</i>	<i>SEM</i>	<i>TEM</i>	<i>SNOM</i>
<i>Resolución Máxima</i>	<i>Atómica 0.1-10 nm en x, y 0.01 nm en z</i>	<i>Atómica</i>	<i>~5 nm</i>	<i>~1<math>\mu</math>m</i>
<i>Ambiente de la Muestra</i>	<i>Aire, fluido, gas y vacío</i>	<i>Vacío</i>	<i>Vacío</i>	<i>Aire y fluidos</i>
<i>In-situ</i>	<i>Si</i>	<i>No</i>	<i>No</i>	<i>Si</i>

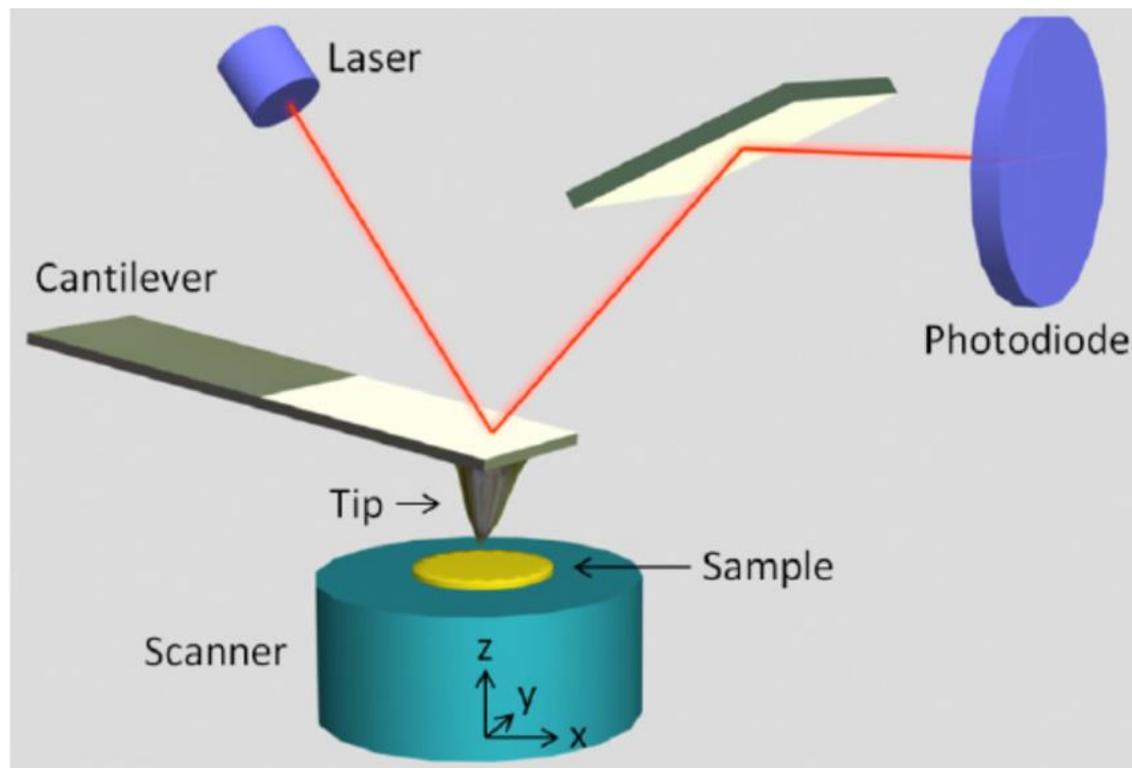
**Tabla 2.1 Propiedades de las principales técnicas de SPM.**

## Capítulo 2

### 2.4.2 Generalidades de AFM

La técnica AFM fue inventada en 1986 por Binnig, Quate y Gerger<sup>39</sup>. Este trabajo surgió con el propósito de ampliar la capacidad del STM hacia la obtención de imágenes de la morfología superficial de materiales no conductores. Desde entonces esta técnica se ha desarrollado rápidamente.

AFM es una técnica excelente en cuanto a estudios morfológicos con una gran resolución (escala nanométrica) permitiendo hacer mediciones en tres dimensiones, y por lo tanto, presentar imágenes tridimensionales de la superficie de la muestra. Algunas ventajas del uso de esta técnica son que no es necesaria la preparación previa de la muestra, puede ser realizada en aire, en vacío y en líquido en el caso de muestras biológicas; además de que nos permite obtener un mapa topográfico de materiales tanto conductores como aislantes. En la **Figura 2.9** se presenta un diagrama esquemático del arreglo experimental de AFM.



*Figura 2.9 Esquema del arreglo experimental de AFM.*

## *Capítulo 2*

En el modo de contacto la punta (normalmente formada de silicio o de nitruro de silicio) que se encuentra la final de una viga flexible reflectora denominada cantilever, se flexiona hacia arriba y hacia abajo debido a las fuerzas interatómicas (interacciones Van der Waals) de atracción y repulsión entre los átomos o moléculas de la punta y la superficie de la muestra. El valor de la fuerza de interacción varía según la distancia a la que se encuentren la punta y la superficie, estos cambios de flexión son registrados al incidir el haz de un láser sobre la viga y ser reflejado hacia un fotodetector, conforme la punta prueba se mueve, la posición del punto del láser en el fotodetector cambia. La señal del fotodetector es mandada a un circuito electrónico de retroalimentación en z la cual es comparada con un punto fijo de referencia generando una señal de error la cual es proporcional a la diferencia entre la señal prueba del fotodetector y el punto fijo. De esta manera se genera la imagen, dando forma a la superficie de la muestra.

Una vez obtenida la imagen superficial de la muestra, utilizando una herramienta se puede calcular la rugosidad superficial mediante un algoritmo basado en el promedio de alturas de un área seleccionada, obtener perfiles topográficos de las islas, indicando altura y el ancho de las mismas.

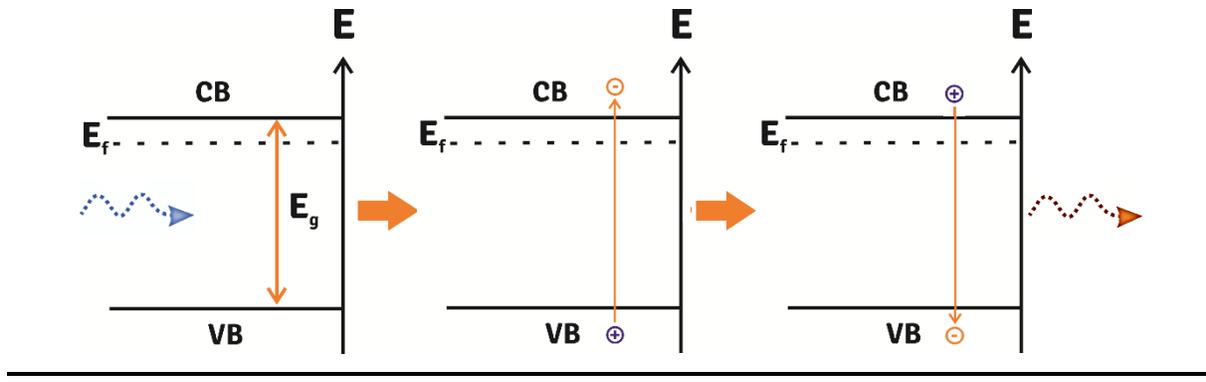
### *2.5 Fotoluminiscencia*

Explicar y predecir las propiedades de los sólidos a partir de los átomos constituyentes, es uno de los principales objetivos de la física de la materia condensada. El uso de mediciones ópticas ha sido una de las formas tradicionales para lograr un entendimiento de las propiedades de los átomos, y posteriormente se ha convertido en una de las herramientas más poderosas para obtener las propiedades ópticas y electrónicas de los semiconductores.

Entre los estudios ópticos están las mediciones de absorción, transmisión, de reflectividad y de emisión de radiación; sobre esta última es basada la técnica de PL<sup>40</sup>. En particular PL se caracteriza por actuar de manera no destructiva con la cual podemos demostrar los efectos del confinamiento cuántico. Esta técnica consiste en hacer incidir un láser a la muestra. El láser esta interactúa con la materia en un proceso llamado fotoexcitación. En este proceso los electrones del material que fueron excitados por el láser ganan energía permitiendo que dichos electrones salten a estados permitidos. Cuando estos electrones regresan a su estado de equilibrio liberan el exceso

## Capítulo 2

de energía en forma de radiación electromagnética o fotón, cuya energía está relacionada de manera directa con la diferencia de energía entre los dos estados, como muestra en la **Figura 2.10**.



**Figura 2.10** Proceso de fotoexcitación.

### 2.5.1 Arreglo experimental de PL

La **Figura 2.11** muestra el arreglo experimental empleado para esta técnica. Para realizar mediciones en función de la temperatura la muestra se coloca en un receptáculo denominado *dedo frío* el cual puede enfriarse para llegar a temperaturas cerca de los 14K. El láser utilizado como fuente de excitación solamente está restringido por la longitud de penetración en la muestra y puede ser de potencia variable. Frente al láser se encuentra un arreglo de espejos para guiar la luz a una lente que permite concentrar el haz sobre la muestra. La emisión radiada por la muestra se focaliza por medio de un arreglo de lentes a la entrada de un monocromador. Dicho aparato dispersa la luz en las longitudes de onda que la componen y selecciona una banda estrecha de longitudes de onda que es la que llega al dispositivo de carga acoplada (*CCD, Charge Coupled Device*) para ser registrada. Con el fin de hacer incidir sobre la muestra un haz monocromático y evitar la incidencia de longitudes de onda provenientes del plasma del láser, se coloca un filtro de interferencia correspondiente a esta longitud de onda en la entrada del monocromador, la señal recibida es captada, como ya se mencionó por un CCD cuya salida se conecta a una computadora que controla todo el sistema.

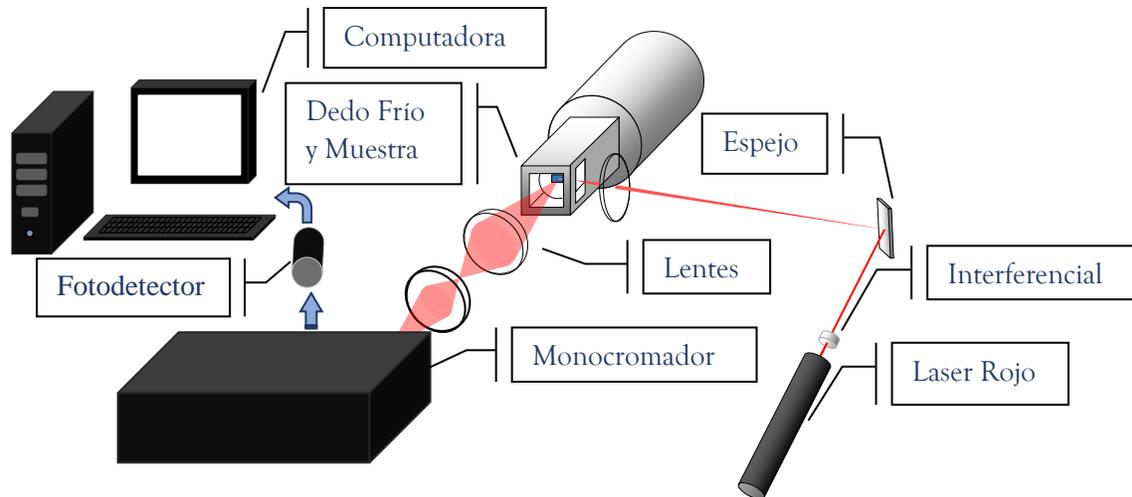


Figura 2.11 Arreglo experimental de PL.

## 2.6 Fotorreflectancia

La espectroscopia de PR, es una técnica de modulación, en la cual se generan pares electrón-hueco por medio de la luz, cambiando los campos eléctricos internos los cuales pueden ser interfaciales y superficiales. El arreglo experimental de la técnica PR se describe en la siguiente **Figura 2.12**.

La luz de una lámpara de Xenón es colectada a través del monocromador descomponiéndola en luz monocromática. A la salida de este la luz se hace incidir sobre la muestra la cual es reflectada y posteriormente dirigida a un detector. La intensidad de la luz en el detector y la correspondiente longitud de onda son registradas por la computadora. El láser es el agente modulador cuya función es cambiar los campos eléctricos, fotogenerando pares electrón-hueco en un proceso llamado electro-modulación. El modular los campos eléctricos también cambia la función dieléctrica del material, obteniendo una mayor sensibilidad en el espectro de reflectividad. La modulación periódica otorga ventajas a esta técnica debido a que se obtienen espectros como si fueran una derivada de la reflectividad, haciendo resaltar características relevantes y suprimiendo aquellas partes sin cambio aparente. Los cambios son típicamente pequeños, del orden de una parte en un millón, lo que obliga a utilizar detectores sensibles a la fase. A pesar de ello, no se necesita una colección grande de fotones y las mediciones pueden realizarse a temperatura ambiente.

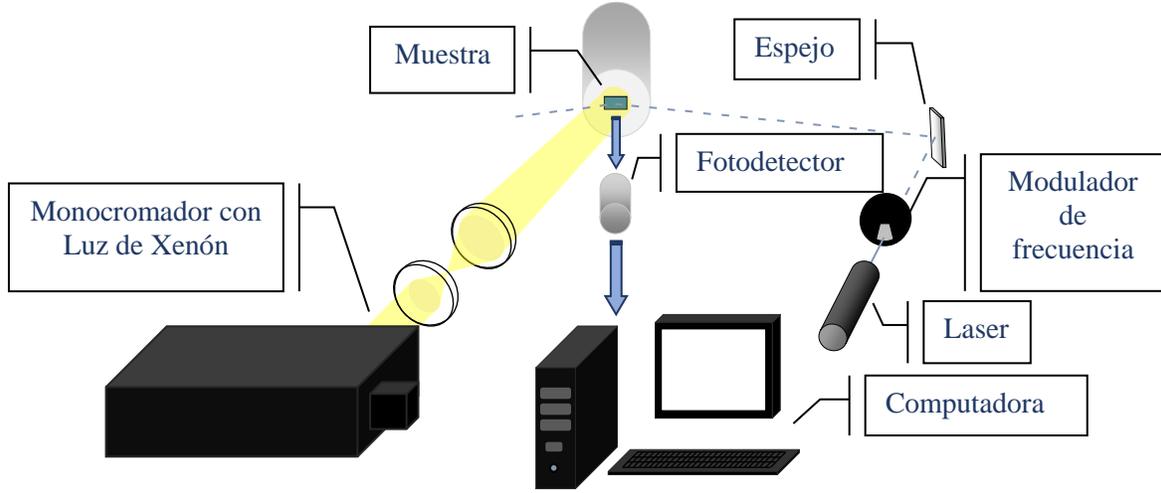


Figura 2.12 Arreglo experimental de PR.

La modulación de los campos eléctricos internos induce oscilaciones en los espectros conocidas como Franz-Keldysh (*FKO*). Apnes y Studna mostraron que la forma de línea del espectro de PR presenta la forma asintótica<sup>41-43</sup>

$$\frac{\Delta R}{R} \approx (E - E_g)^{-1} \text{Exp} \left( -\frac{\Gamma(E - E_g)^{1/2}}{(\hbar\Omega)^{3/2}} \right) \text{Cos} \left[ \frac{2}{3} \left( \frac{E - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} + \theta \right] \quad \text{Ec. 2.4}$$

donde  $E_g$  es el ancho de banda prohibida del semiconductor ( $E_g$ , *Energy Gap*),  $\Gamma$  es el parametro de ensanchamiento,  $\theta$  es un factor de fase, y  $\hbar\Omega$  es la energía electro-óptica

$$\hbar\Omega = \left( \frac{e^2 F_{int}^2 \hbar^2}{8\mu} \right)^{1/3} \quad \text{Ec. 2.5}$$

donde  $e$  es la carga del electrón,  $\hbar$  es la constante de Planck,  $\mu$  es la masa reducida interbanda y  $F_{int}$  es el campo eléctrico interno. Utilizando este análisis es cómo podemos encontrar  $E_g$  y la magnitud del campo eléctrico. Las FKO son asociadas a energías dadas por la siguiente ecuación:

$$\frac{2}{3} \left[ \frac{E - E_g}{\hbar\Omega} \right]^{3/2} + \theta = j\pi \quad \text{Ec. 2.6}$$

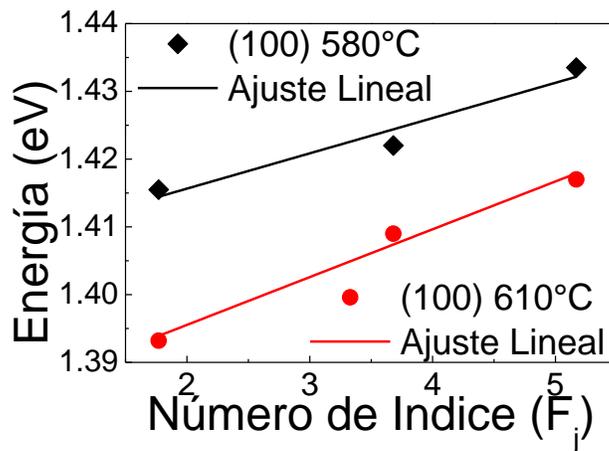
donde  $j$  es cualquier número entero superior a 0, reordenándose como sigue:

$$E_j = \hbar\Omega F_j + E_g \quad \text{Ec. 2.7}$$

$F_j$  se calcula con de la siguiente manera:

$$F_j = \left[ \frac{3}{2} \pi \left( j - \frac{1}{2} \right) \right]^{2/3} \quad \text{Ec. 2.8}$$

Al hacer  $\theta = \pi/2$  en la Ec. 2.5 corresponde a un punto crítico. A partir de la Ec. 2.4, la cual tiene una forma de línea recta, se pueden realizar los ajustes utilizando los valores de los  $j$ -ésimos extremos de las FKO contra los valores de  $F_j$  donde  $j$  toma valores de 1,2,3... etcétera. Obteniendo una gráfica como se muestra en la **Figura 2.13** asignando los valores de la ordenada en el origen a  $E_g$  así como la pendiente a la energía electro-óptica  $\hbar\Omega$ .



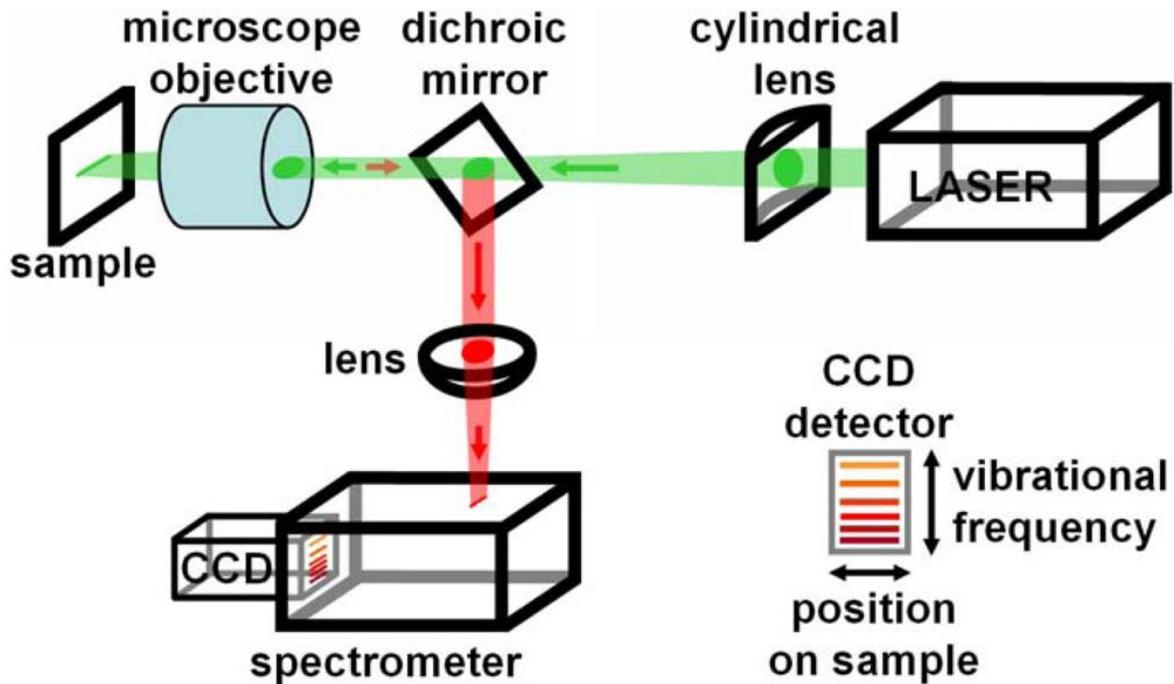
**Figura 2.13** Ajuste lineal de los extremos de energía  $E_j$  en función de  $F_j$  para dos diferentes muestras.

## 2.7 Espectroscopia Raman

RS es una metodología versátil no destructiva sin contacto basada en la dispersión de luz inelástica para la caracterización de materiales, que permite acceder principalmente a los modos de fonones<sup>44-47</sup>. RS lleva información detallada sobre la estructura cristalina, dispersión de fonones, estados electrónicos, composición, deformación, etc. de nanoestructuras de semiconductoras<sup>48-50</sup>. Se han informado varios fenómenos hasta la fecha con respecto a estructuras unidimensionales. Como ejemplo, RS dependiente de polarización en nanohilos indica que la física detrás de la dispersión Raman de tales nanoestructuras unidimensionales puede diferir significativamente del grueso, y se han detectado nuevos modos o cambios de longitud de onda asociados con fonones superficiales, deformación y confinamiento<sup>51-53</sup>.

## Capítulo 2

Por otro lado, RS se ha utilizado para el estudio de una amplia variedad de nanoestructuras, ya que es una poderosa técnica utilizada para proporcionar información valiosa sobre los modos de fonones característicos y las propiedades estructurales de los semiconductores, como los parámetros de tensión y confinamiento<sup>54,55</sup>. Vale la pena comentar que RS es muy sensible a las capas superiores, lo que la convierte en una herramienta valiosa para el estudio de sistemas de superficie 1D como QWRs y QDHs.



*Figura 2.14 Esquema del arreglo experimental de RS.*

---

---

# Capítulo 3

## Marco Teórico

---

---

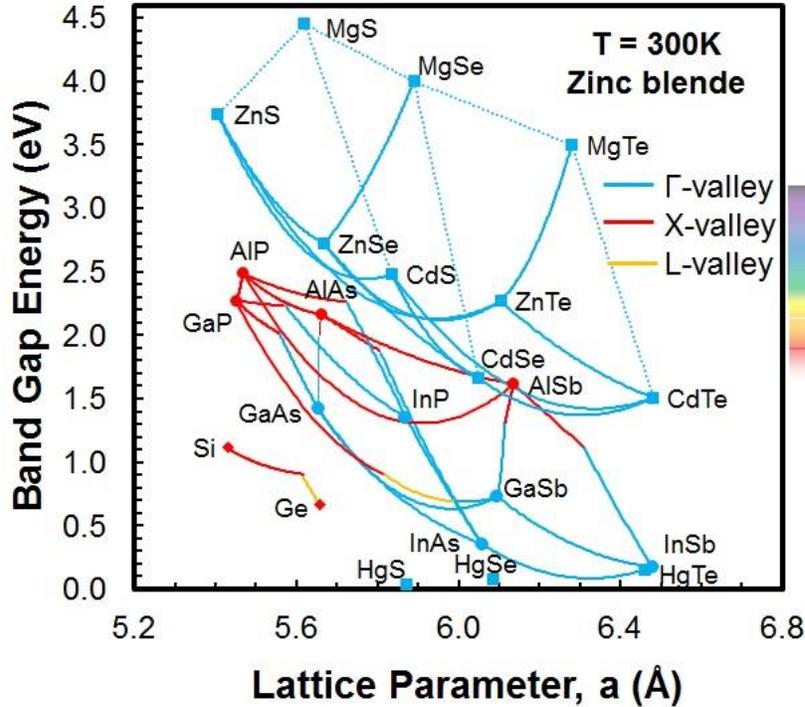
### 3.1 Semiconductores III-V

El estudio de las propiedades físicas de los materiales semiconductores y sus sorprendentes aplicaciones en el desarrollo técnico de dispositivos electrónicos y optoelectrónicos, representan una de las revoluciones científico-tecnológicas de mayor impacto sobre nuestra sociedad. Tal es el caso de los compuestos conformados por los elementos semiconductores de los grupos III-B y V-B de la tabla periódica. La ventaja específica de estos compuestos se basa en que permite que los dispositivos tengan la posibilidad de modular el valor de su  $E_g$ . Con la combinación de elementos semiconductores se puede obtener un amplio rango de  $E_g$  obteniendo además altas movilidades eléctricas de forma tal que los materiales están disponibles con las propiedades que se requieren. En la **Figura 3.1** se muestran el valor de  $E_g$  en función de la constante de red para los compuestos III-V y II-VI más importantes, además incluye el Silicio y Germanio.

Como ejemplo típico, el Arseniuro de Galio y el Arseniuro de Aluminio presentan constantes de red muy cercanas, debido a esta similitud es posible generar compuestos de los tres elementos (compuestos ternarios) con cualquier proporción entre 0 y 1, como es  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , de

### Capítulo 3

tal modo que es posible modular el valor de  $E_g$ , de acuerdo a la **Figura 3.1**, los valores pueden cambiar de  $\sim 1.4$  a  $\sim 2.2$  eV.



**Figura 3.1**  $E_g$  de algunos semiconductores en función del parámetro de constante de red. Las líneas que unen dos semiconductores entre sí representan el parámetro de red y el valor correspondiente  $E_g$  de la aleación entre los dos materiales, dependiendo de la concentración de cada material.

Estas características han permitido la elaboración de heteroestructuras y dispositivos sin dislocaciones (defectos provenientes de la diferencia en constantes de red de los materiales). De esta manera, extensos estudios han sido realizados sobre las propiedades de estos materiales y su aplicación satisfactoria en dispositivos<sup>56-59</sup>. En particular, este trabajo se centra en el estudio del crecimiento de Arseniuro de Indio sobre sustratos de Arseniuro de Galio (InAs/GaAs).

En la **Figura 3.1** se aprecia que el InAs posee un valor de  $E_g$  menor que el GaAs, lo cual puede ser útil para propiciar el confinamiento de electrones, sin mencionar que existe una diferencia importante entre las constantes de red, estas y algunas otras propiedades de estos materiales se presentan resumidas en la **Tabla 3.1**.

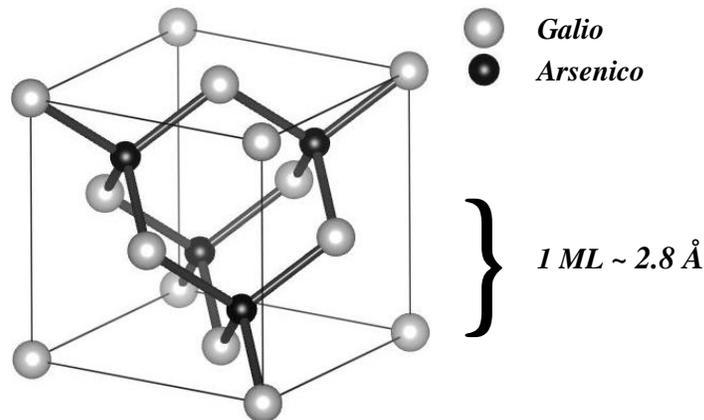
## Capítulo 3

La gran mayoría de los semiconductores compuestos de los grupos III-V, como es el caso del InAs y GaAs, adoptan la estructura zinc blenda la cual se encuentra esquematizada en la **Figura 3.2**. Observando el esquema, es posible apreciar que los átomos de Galio conforman la celda cúbica centrada en las caras (FCC, *Face Centered Cubic*), y asimismo los átomos de Arsénico forman otra celda FCC la cual esta desplazada  $\frac{1}{4}$  a lo largo de la diagonal principal, reconocida como la dirección [1 1 1].

<i>Propiedades/Material</i>	<i>GaAs</i>	<i>InAs</i>
<i>Estructura</i>	<i>Zinc blenda</i>	<i>Zinc blenda</i>
<i>Parámetro de red, a</i>	5.65 Å	6.05 Å
<i>E<sub>g</sub> a 300 K</i>	1.424 eV	0.36 eV
<i>Movilidad Electrónica</i>	$8.5 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$3.3 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
<i>Desacople de red:</i> $\frac{a_{\text{InAs}} - a_{\text{GaAs}}}{a_{\text{GaAs}}}$	~7%	~7%

**Tabla 3.1 Propiedades del GaAs e InAs.**

Empleando la **Figura 3.2** podemos definir la unidad de espesor frecuentemente utilizada en la deposición de capas semiconductoras: ML<sup>60</sup>. Una ML se define como la cantidad de átomos necesarios para completar el espesor equivalente a la distancia vertical de átomo a átomo de la misma especie; así, para el caso del GaAs 1 ML sería la cantidad de átomos necesarios para completar el espesor de  $\sim 2.8$  Å, es decir la mitad de la constante de red de GaAs. En el caso de InAs 1 ML  $\approx 3.0$  Å.



**Figura 3.2 Esquema de la estructura zinc blenda del Arseniuro de Galio.**

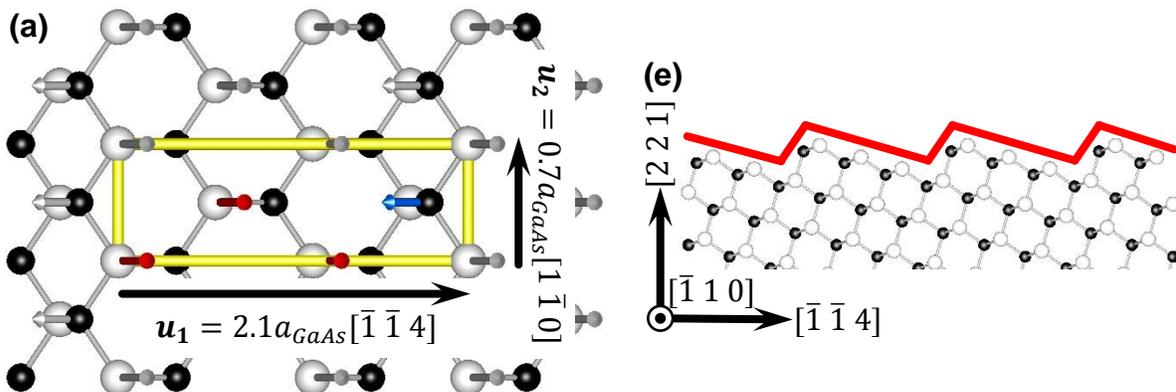
### 3.2 Superficies Cristalinas

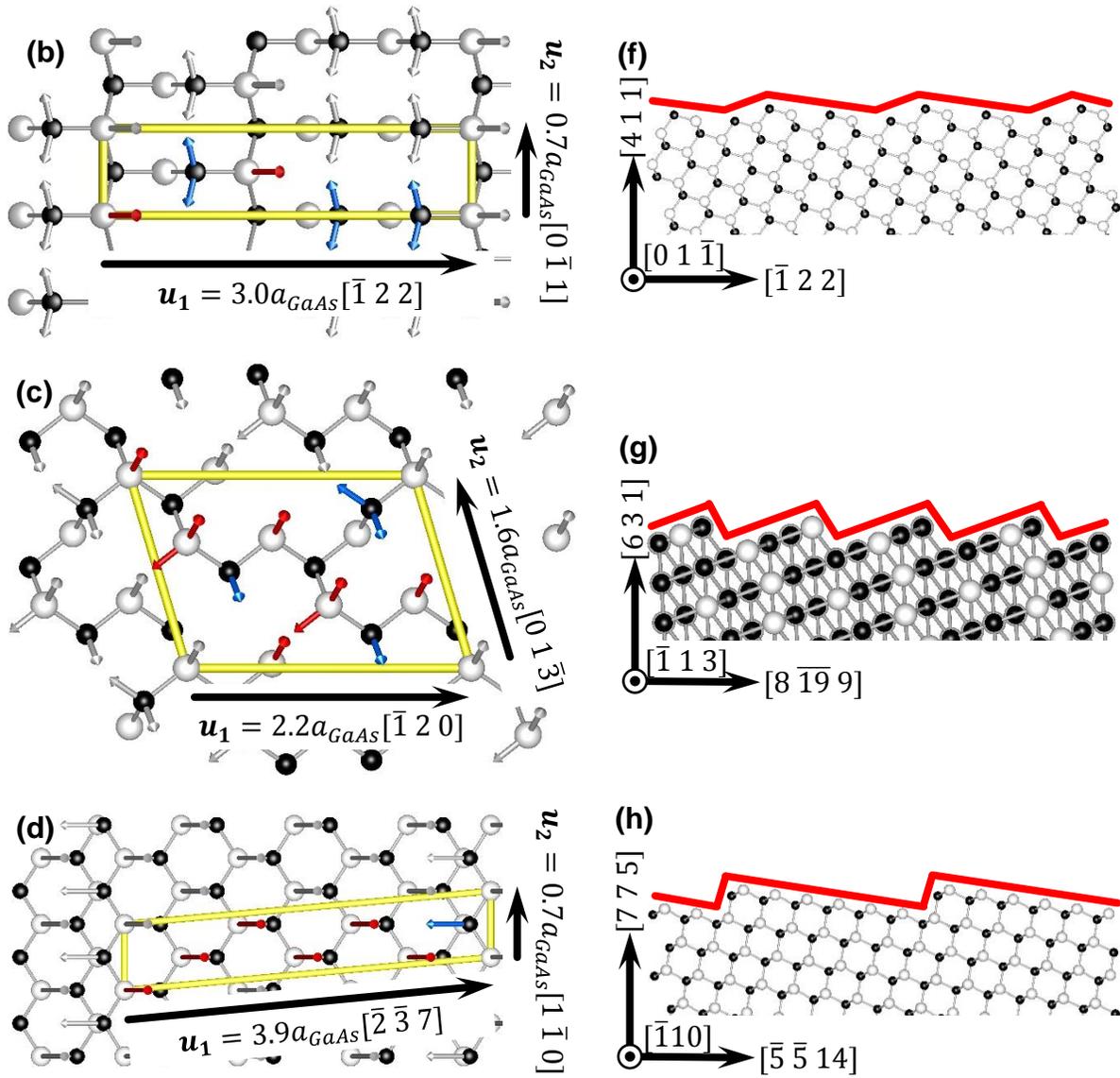
Las superficies de los cristales han sido divididas en dos categorías según los índices del plano cristalográfico que las define: bajo índice y alto índice. Como ya se mencionó, estos nombres provienen de los valores de los índices de orientación, es decir los índices respectivos de Miller, los cuales son una representación vectorial simbólica de los planos atómicos de una red cristalina.

Las superficies cristalinas de bajo índice son, por ejemplo, familias de los planos  $\{1\ 0\ 0\}$ ,  $\{1\ 1\ 0\}$  y  $\{1\ 1\ 1\}$ ; estas superficies son caracterizadas por alta simetría y estabilidad energética. En contraste las superficies de alto índice están caracterizadas por su baja asimetría e inestabilidad superficial, propiedad específica que se explota para facetar la superficie en planos de bajo índice.

#### 3.2.1 Estructura Atómica de Superficies

Para entender lo que sucede durante la deposición epitaxial en MBE es necesario tomar en consideración los enlaces libres, terrazas, canales y en general la morfología de la superficie. Por lo tanto se debe comenzar describiendo las superficies GaAs de tipo A y B, que difieren entre sí solo por los átomos superiores, ya sea que terminen preferencialmente en Ga o As, respectivamente. **La Figura 3.3** muestra un modelo de átomos y enlaces de la celda primitiva bidimensional truncada para (a) GaAs(2 2 1), (c) GaAs(4 1 1), (e) GaAs(6 3 1) y (g) GaAs(7 7 5).





**Figura 3.3** Modelo de átomos y enlaces de la celda primitiva de las diferentes orientaciones de GaAs(2 2 1), (4 1 1), (6 3 1) y (7 7 5), (a)-(d) correspondientemente. Las esferas blancas y negras representan Ga y As, respectivamente. Los {1 1 1} enlaces libres dentro de la celda están indicados como barras de punta de flecha. (e)-(h) representan la vista transversal de los planos de GaAs(2 2 1), (4 1 1), (6 3 1) y (7 7 5), respectivamente.

Los vectores primitivos  $u_1$  y  $u_2$  para cada celda unitaria de las cuatro diferentes orientaciones se representan en la **Figura 3.3** (a)-(d), donde  $a_{GaAs}$  se refiere a la constante de red de GaAs. Para construir la base de la celda del cristal, se tomaron en consideración todos los átomos que mantienen enlaces libres después de realizar un corte en la estructura zincblenda. Las cuatro orientaciones estudiadas, la celda primitiva contiene átomos de Ga y As, con el detalle de

## Capítulo 3

que se encuentran a diferente altura, lo que define superficies facetadas como se observa en la Figura 3.3 (e)-(h).

Un procedimiento simple de conteo electrónico muestra las diferencias entre ambas caras (A / B) de las 4 superficies, y se sintetiza la información en la **Tabla 3.2**.

<i>Orientación de GaAs</i>	<i>(2 2 1)</i>		<i>(4 1 1)</i>		<i>(6 3 1)</i>		<i>(7 7 5)</i>	
<i>Tipo de superficie</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>B</i>
<i>Enlaces libres de Ga</i>	3	1	6	2	8	4	6	1
<i>Enlaces libres de As</i>	1	3	2	6	4	8	1	6
<i>Electrones libres</i>	<b>3.5</b>	<b>4.5</b>	<b>7</b>	<b>9</b>	<b>11</b>	<b>13</b>	<b>5.75</b>	<b>8.25</b>

**Tabla 3.2 Relación de enlaces y electrones libres de cada superficie.**

Se presenta una tendencia en la que los enlaces se distribuyen en una relación 3:1, 3:1, 2:1 y 6:1 para las superficies GaAs(2 2 1), (4 1 1), (6 3 1) y (7 7 5), respectivamente. Donde la superficie terminada en el átomo preferencial tiene la mayor cantidad de enlaces.

### 3.3 Sistemas de Baja Dimensionalidad

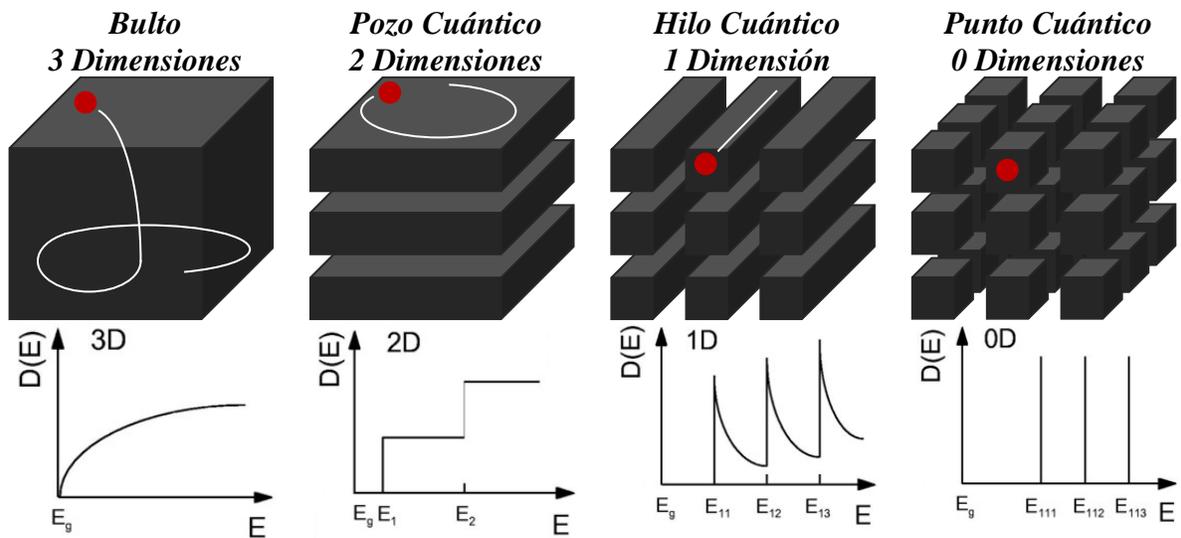
En semiconductores, los electrones de la banda de conducción se comportan como electrones libres y pueden ocupar estados energéticos con valores continuos de energía y momento. Sin embargo este esquema cambia dramáticamente cuando el movimiento de un electrón es restringido en una o más direcciones, dando como resultado la formación de sistemas de baja dimensionalidad (*LDS*, *Low Dimensional Systems*). El estudio de LDS comenzó desde los años 70 con Esaki y Tsu<sup>61</sup>, quienes al desarrollar una estructura periódica alternando diferentes capas con espesor menor que la trayectoria libre media del electrón (superred) observaron efectos cuánticos. Estos efectos ocurren cuando los electrones en un material se encuentran restringidos a moverse en una región muy pequeña del espacio que es comparable a la longitud de onda asociada al electrón.

El estudio de la estructura con restricción del movimiento del electrón en una dirección, QW. Un QW se puede obtener cuando se coloca una película de un semiconductor entre dos semiconductores de mayor  $E_g$ . En estas heteroestructuras semiconductoras se crea un pozo de potencial para los electrones, los cuales quedan confinados en el plano bidimensional formado por

## Capítulo 3

el semiconductor de menor  $E_g$ . En este caso no hay transferencia de carga al formar la interfaz y se adquieren nuevas propiedades ópticas no observadas en los materiales de bulto, tales como la absorción óptica y un espectro de ganancia característico de la densidad de estados de escalón<sup>62</sup>. El confinamiento de los electrones en dos dimensiones ha logrado rutinariamente tomar ventaja de la posibilidad de cambiar  $E_g$  de compuestos semiconductores variando su composición química, el estudio de heteroestructuras bidimensionales ha sido desarrollado bastante rápido debido al interés que representan desde el punto de vista de la física básica<sup>63</sup> y por sus aplicaciones en dispositivos electrónicos y optoelectrónicos<sup>64,65</sup>.

En la década de los años 80, los avances tecnológicos permitieron la creación de sistemas con restricción del movimiento del electrón en 2 direcciones dando origen a los QWRs, y sistemas con restricción del movimiento del electrón en las 3 direcciones, creando los QDs. La **Figura 3.4** presenta una imagen representativa de los LDS y su densidad de estados.



**Figura 3.4** Densidad de estados en función de la energía para cada dimensionalidad.

El término de QDs fue propuesto en 1982 por Arakawa Sakaki<sup>66</sup> en particular los QDs pueden albergar desde ninguno a varios miles de electrones los cuales se repelen y obedecen el principio de exclusión de Pauli, si los electrones son confinados dentro de un volumen muy pequeño, sus niveles de energía se cuantizarán, similarmente a los niveles de energía de un átomo<sup>67</sup>. Un método usual de hacer estos átomos artificiales es cubrir los alrededores de los QDs con otro semiconductor de mayor  $E_g$ . Los electrones son confinados en el material con  $E_g$  pequeña,

## Capítulo 3

creando niveles de energía discretos. Ha sido demostrado que los niveles de energía discretos son inversamente proporcionales a las dimensiones de los QDs. Los niveles energéticos discretos aparecen para dimensiones de 10 nm altura y 40 x 40 nm de base. Dichos QDs entonces tienen algunos cientos de átomos y son capaces de absorber la luz a longitudes de onda muy específicas determinadas por los niveles de energía, y no por el valor de  $E_g$  del material<sup>67</sup>.

### 3.4 Reglas de Selección de Dispersión Raman

Para la interpretación apropiada de los espectros de Raman, se deben considerar las reglas de selección, que son muy importantes en el estudio de las mediciones dependientes de alto índice y polarización. La intensidad RS se puede escribir como<sup>50,68</sup>

$$I_S \propto |e_i \cdot \mathfrak{R} \cdot e_s|^2 \quad \text{Ec. 3.1}$$

donde  $e_i$  y  $e_s$  son los vectores de polarización de la radiación incidente y dispersa, respectivamente, y  $\mathfrak{R}$  es el Tensor Raman. Al denotar por  $d$  como la componente linealmente independiente del tensor Raman,  $Z' = [2 \ 2 \ 1]$  la dirección del láser polarizado y  $X' = [-1 \ 1 \ 0]$ ,  $Y' = [-1 \ -1 \ 4]$  como los vectores retrodispersión paralelos y perpendiculares (respectivamente) a las nanoestructuras alineadas, que se mostrarán más adelante en este trabajo. Los componentes del Tensor Raman son:

$$R(X') = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & -d \\ d & -d & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Ec. 3.2}$$

$$R(Y') = \frac{1}{\sqrt{18}} \begin{pmatrix} 0 & 4d & -d \\ 4d & 0 & -d \\ -d & -d & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Ec. 3.3}$$

$$R(Z') = \begin{pmatrix} 0 & 3d & 6d \\ 3d & 0 & -6d \\ 6d & 6d & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Ec. 3.4}$$

De las Ec. 3.1 a la Ec. 3.4 las reglas de selección de Raman se obtuvieron para la geometría de retrodispersión, que se resumen en la **Tabla 3.3**<sup>69</sup>. De acuerdo a la tabla, se observó que la intensidad del fonon TO ( $I_{TO}$ ) es mayor que la del fonon LO ( $I_{LO}$ ). Por lo tanto, para RS de GaAs en configuración  $Z'(X'X')-Z'$ , mientras más cercana a 8 sea la razón  $I_{TO} / I_{LO}$  puede asociarse como un parámetro cualitativo de buena calidad de cristal de capas planas de GaAs(2 2 1), que pueden diferir de superficies facetadas, como se mostrará más adelante en el capítulo 4.

*Capítulo 3*

<i>Geometría de dispersión</i>	<i>Regla de Selección</i>		<i>TO/LO</i>
	<i>TO</i>	<i>LO</i>	
$Z'(X',X')-Z'$	$\frac{8}{9} d_{TO} ^2$	$\frac{1}{9} d_{LO} ^2$	<b>8</b>
$Z'(Y',Y')-Z'$	$\frac{25}{81} d_{TO} ^2$	$\frac{8}{81} d_{LO} ^2$	<b>3.12</b>
$Z'(X',Y')-Z'$	$\frac{8}{9} d_{TO} ^2$	$0 d_{LO} ^2$	-

*Tabla 3.3 Reglas de selección para la geometría de retrodispersión Raman en GaAs(2 2 1).*

---

---

# Capítulo 4

## Resultados Experimentales

---

---

### 4.1 Objetivo

Este trabajo está enfocado en estudiar la síntesis de nanoestructuras autoensambladas de InAs sobre sustratos de GaAs con orientación cristalográfica de alto y bajo índice mediante la técnica de MBE. De manera general, en este estudio se investigan las condiciones que beneficien la formación de nanoestructuras de alta calidad dentro de las variables de los LDS.

Se tiene como meta principal el propiciar el fenómeno de autoorganización durante la síntesis de QDs debido al facetamiento por la orientación cristalográfica de alto índice. El propósito es poder fabricar muestras de alta calidad óptica y eléctrica para poder emplear en dispositivos, principalmente enfocar este estudio hacia la fabricación de celdas solares.

Para cumplir con el objetivo, se inició estudiando el crecimiento de nanoestructuras de InAs sobre superficies de GaAs(1 0 0) y (6 3 1)B, realizando un estudio comparativo en función de la temperatura de deposición. Para poder analizar el efecto de la temperatura en los experimentos, las muestras fueron caracterizadas in-situ por medio de RHEED, las propiedades morfológicas por AFM y las propiedades ópticas por PR.

## Capítulo 4

Tomando en cuenta los resultados, se realizó un nuevo estudio comparativo con otra serie de muestras ampliando la cantidad de sustratos a GaAs(1 0 0), (2 2 1)A/B, (4 1 1)A/B, (6 3 1)A/B y (7 7 5)A/B y modificando en esta ocasión la presión de la celda de As durante el crecimiento. Finalmente las nanoestructuras fueron estudiadas mediante las técnicas AFM y SEM para conocer las propiedades morfológicas y PL y RS para las propiedades ópticas.

### 4.2 Metodología

#### 4.2.1 Limpieza del sustrato

Una superficie limpia es un requisito previo importante para el crecimiento de películas epitaxiales de alta calidad. Las moléculas en la atmósfera pueden contaminar fácilmente una muestra y causar defectos cristalinos o degradar las características ópticas y eléctricas de las capas epitaxiales. Por lo tanto, es necesario que el sustrato empleara un tratamiento de limpieza.

Dos series de muestras fueron preparadas para este trabajo, cada una de las series fue limpiada y estudiada con diferente estructura.

Los sustratos de GaAs semiaislante de la primera serie de muestras fueron sometidos al siguiente proceso:

- I. Inmersión en baño ultrasónico de acetona a 30 °C durante 10 min.
- II. Inmersión en baño ultrasónico de alcohol isopropílico a 30 °C durante 10 min.
- III. Inmersión en baño ultrasónico de agua desionizada a 30 °C durante 5min.
- IV. Secado de la muestra con gas nitrógeno de alta pureza.
- V. Las muestra fueron colocadas en un portamuestras de teflón e introducidas en una solución de H<sub>2</sub>O (agua, 5ml) +H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (ácido sulfúrico, 25ml) +H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (peróxido de hidrogeno, 5ml) durante 2 minutos, agitando suavemente y de manera constante para obtener un ataque químico uniforme.
- VI. Las muestras fueron enjuagada abundantemente con agua fluyente durante 5 min.
- VII. Se enjuagaron 3 veces más en baño ultrasónico.
- VIII. Finalmente fueron secadas con gas nitrógeno de alta pureza.

Los sustratos de la segunda serie recibieron el siguiente tratamiento:

- I. Inmersión en baño ultrasónico de acetona durante 10 min.

## Capítulo 4

- ii. Inmersión en baño ultrasónico de agua desionizada durante 5min.
- iii. Secado de la muestra con gas nitrógeno de alta pureza.
- iv. Las muestra fueron colocadas sobre un portamuestras de teflón y se introdujeron en un vaso de precipitado en una sustancia denominada “Semico Clean” durante 1 hr para remover óxidos nativos de la superficie.
- v. Las muestras se colocaron en baño ultrasónico con agua desionizada por 1 min (proceso repetido 3 veces).
- vi. Finalmente fueron secadas con gas nitrógeno de alta pureza.

Al completar el ataque químico de las muestras, fueron pegadas con indio de alta pureza en moliblocks (portamuestras de molibdeno). Posteriormente, las muestras se colocaron en la cámara de introducción de MBE.

### 4.2.2 Condiciones de Crecimiento

Es necesario controlar los parámetros de crecimiento de las capas epitaxiales, debido a que la forma, tamaño y propiedades de nanoestructuras 0-dimensionales están fuertemente ligadas a dichos parámetros. Estas características son de gran importancia, pues en base a ellas es la determinación de su aplicación en dispositivos optoelectrónicos. Los parámetros de crecimiento que se emplearon para ambas series de muestras estudiadas se presentan en la **Figura 4.1**.

Con el propósito de hacer un estudio sistemático de los cambios entre las muestras, en la primera serie se mantuvo como diferencia primordial la temperatura de deposición de la BL, esto realizado en secciones de oblea de GaAs con orientación cristalográfica (6 3 1)A. Adicionalmente para poder realizar un estudio comparativo se creció una heteroestructura similar en la orientación cristalográfica más simple de todas GaAs(1 0 0). Para la segunda serie se mantuvo como diferencia primordial la Presión de la celda de As durante el crecimiento, esto realizado en secciones de obleas de GaAs con orientaciones cristalográficas (2 2 1)A/B, (4 1 1) A/B, (6 3 1)A/B, (7 7 5)A/B y en GaAs(1 0 0). Los detalles de ambas series de crecimiento (espesor, TH, velocidad de crecimiento, GR, presión de la celda de As,  $P_{As}$ , temperatura de deposición,  $T_{sus}$ , y sustratos empleados) se resumen en la **Tabla 4.1**.

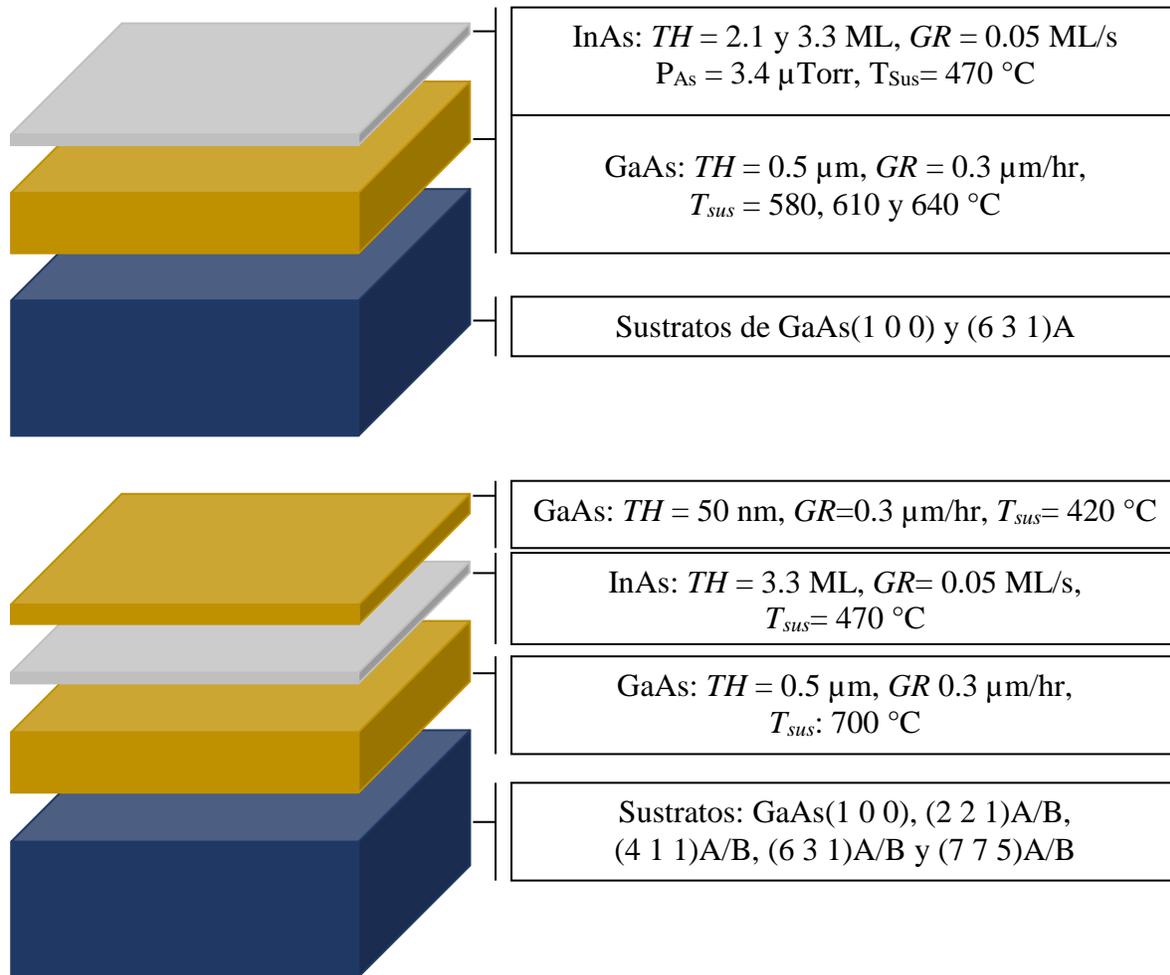


Figura 4.1 Parámetros de crecimiento.

Una vez concretada la deposición de las capas epitaxiales se retiraron las muestras del sistema de MBE, los pasos clave durante crecimiento fueron los siguientes:

- i. Dentro de la cámara de crecimiento se sometió a la muestra a un proceso de desorción de óxidos del sustrato a una temperatura de 580°C manteniendo un flujo de arsénico constante sobre la superficie del sustrato con el fin de compensar la pérdida del mismo.
- ii. Al término de la deposición de la BL se bajó inmediatamente la temperatura del sustrato hasta 200 °C.
- iii. Posteriormente se elevó la temperatura del sustrato a 470 °C gradualmente (sin pasarse) para realizar al deposición de InAs.

## Capítulo 4

- iv. Una vez concluida la deposición de InAs, se bajó inmediatamente la temperatura del sustrato hasta 200 °C.
- v. (Para el caso de las muestras tapadas de la segunda serie) Se elevó la temperatura hasta 420 °C y se depositaron 50 nm de GaAs.

<i>Muestra</i>	<i>T<sub>BL</sub></i>	<i>Orientación</i>	<i>P<sub>As</sub> (mbar)</i>	<i>Espesor</i>	
<i>M1</i>	580 °C	<i>GaAs(1 0 0)</i>	$4.5 \times 10^{-6}$	2.1 ML	
	610 °C				
	640 °C				
<i>M2</i>	580 °C	<i>GaAs(6 3 1)A</i>		$4.5 \times 10^{-6}$	3.3 ML
	610 °C				
	640 °C				
<i>M3</i>	700 °C	<i>GaAs(1 0 0), (2 2 1)A/B, (4 1 1)A/B, (6 3 1)A/B y (7 7 5)A/B</i>	$3.0 \times 10^{-6}$		
<i>M4</i>			$4.5 \times 10^{-6}$		
<i>M5</i>			$6.0 \times 10^{-6}$		

**Tabla 4.1** Detalles de los crecimientos.

### 4.3 Resultados y Discusión

#### 4.3.1 Puntos Cuánticos

La **Figura 4.2** muestra imágenes AFM de 0.5 μm x 0.5 μm de las muestras de QDs sobre las superficies GaAs(1 0 0) y (4 1 1)B depositadas a  $P_{As}$  de 3.0 y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar. Los incisos (a) y (b) corresponden para las muestras crecidas sobre sustratos con orientación (1 0 0) y los incisos (c) y (d) para las superficies sobre (4 1 1)B. Se puede observar una clara diferencia en distribución y densidad dependiendo de la orientación de la superficie. Esta variación ha sido ampliamente estudiada, la nucleación QDs es extremadamente dependiente del ordenamiento atómico y está controlada por la energía superficial de facetas y energía de relajación elástica<sup>70</sup>.

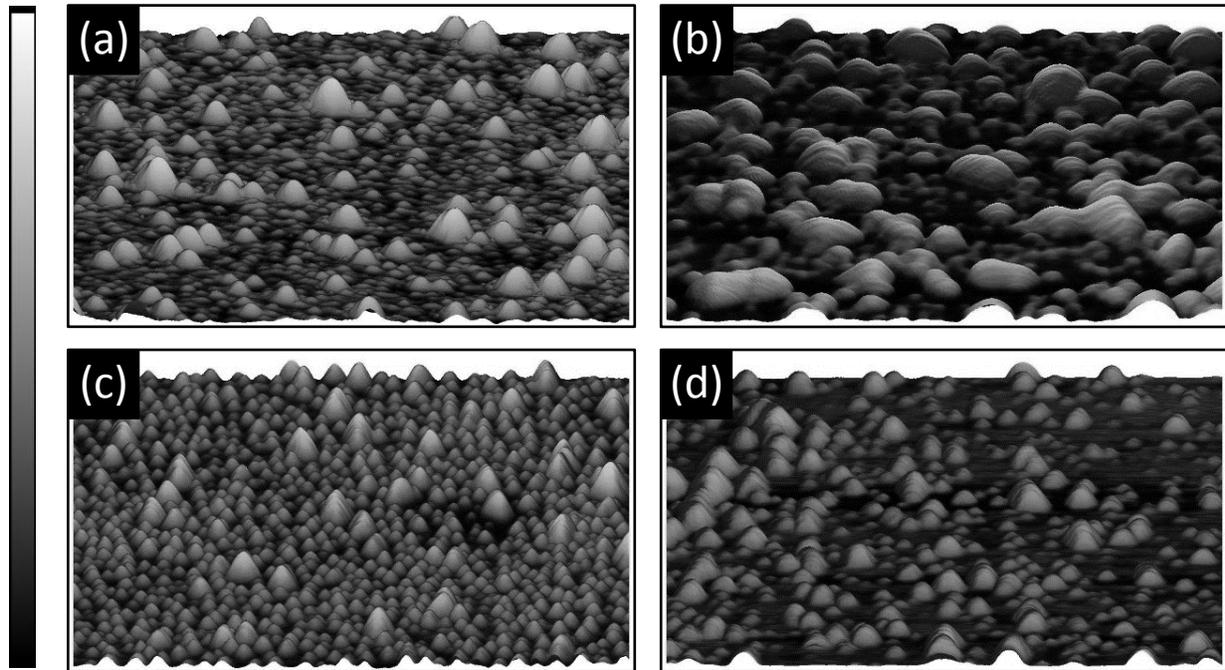
Observamos de la **Figura 4.2**, y como se mostrará más adelante con un análisis estadístico, los QDs tienden a nuclearse en dos tamaños preferenciales también conocidos como distribución bimodal de tamaño (BSD). La BSD de QDs se ha observado en una variedad de sistemas; p.ej.

## Capítulo 4

InAs / GaAs<sup>71</sup>, InAs / InP<sup>72</sup>, InAs / AlGaAs<sup>73</sup> y CdSe<sup>74</sup>. En general, la nucleación QDs se puede lograr a través de dos maneras diferentes<sup>72</sup>:

- i. La aparición abrupta de QDs debido a la acumulación de tensión; como se esperaba en el modo de crecimiento de S-K habitual.
- ii. La evolución continua del tamaño de QDs formados por defectos superficiales, que actuaron como centros de nucleación durante las etapas iniciales de la deposición de capas InAs (vía no-abrupta de nucleación).

Ambas vías de autoensamble aumentan el tamaño de los QDs con el tiempo de deposición, lo que explica la BSD de los QDs.

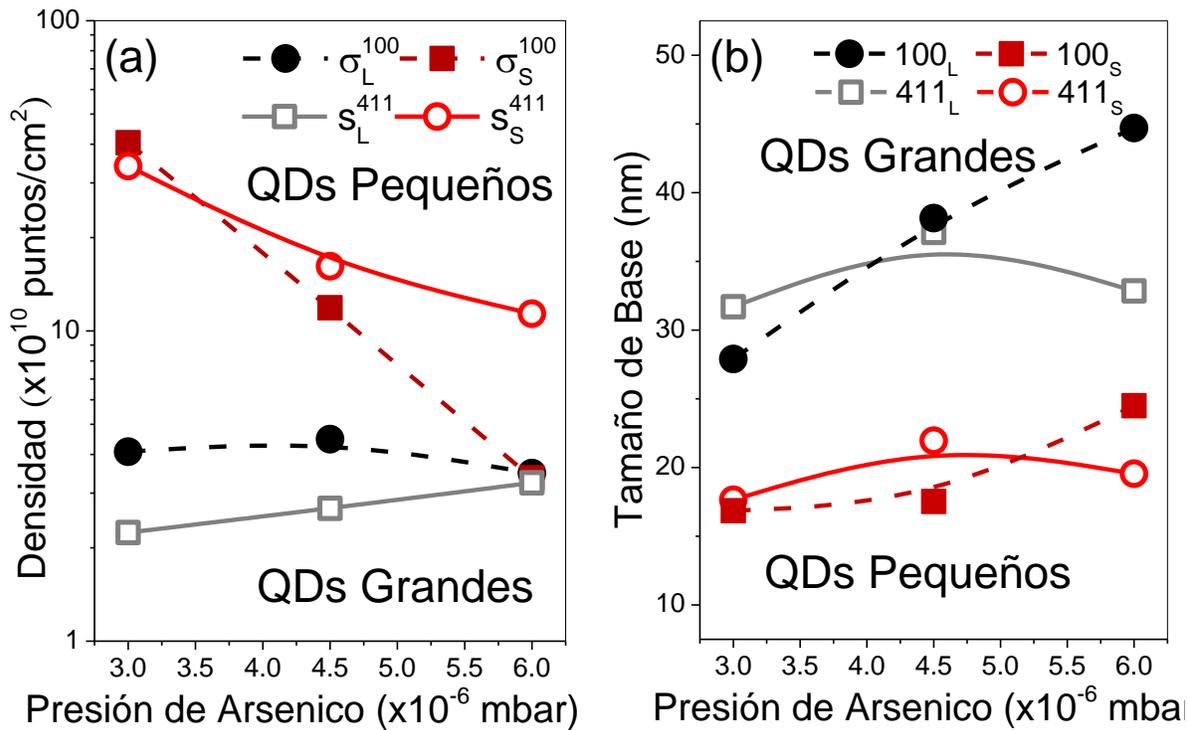


*Figura 4.2 Imágenes AFM de  $0.5 \times 0.5 \mu\text{m}$  que muestran la BSD de QDs y su evolución con la presión  $P_{As}$ , (a) y (b) corresponden a las muestras crecidas en GaAs(1 0 0) en  $P_{As} = 3.0$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar respectivamente, (c) y (d) corresponden a las muestras en GaAs(4 1 1)B con  $P_{As} = 3.0$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar respectivamente. La escala va de 0 nm (negro) hasta 18 nm (blanco).*

Los QDs grandes están relacionados con la vía no-abrupta debido a que su formación comienza desde el inicio de la deposición de InAs, lo que les permite tener mayores dimensiones; mientras que los QDs que aparecen con el modo de crecimiento SK tienen un retraso habitual, por lo que esperan QDs más pequeños. Con el fin de aclarar los tamaños de los QDs debido a la BSD,

## Capítulo 4

etiquetamos las islas por su tamaño de la base como S-QDs (QDs pequeños) y L-QDs (QDs grandes), el criterio de clasificación está basado en el hecho de que los tamaños se dividen en dos medidas principales. En una primera aproximación, en las imágenes de AFM de ambas orientaciones, observamos que la densidad de los S-QDs varía drásticamente con el cambio en la  $P_{As}$  mientras que los L-QDs apenas se ven afectados. Por lo tanto, para una cuantificación de esta variación en la **Figura 4.3** se presenta el análisis de la densidad y el tamaño de la base de los QDs en función de los tres valores de  $P_{As}$  para ambas superficies.

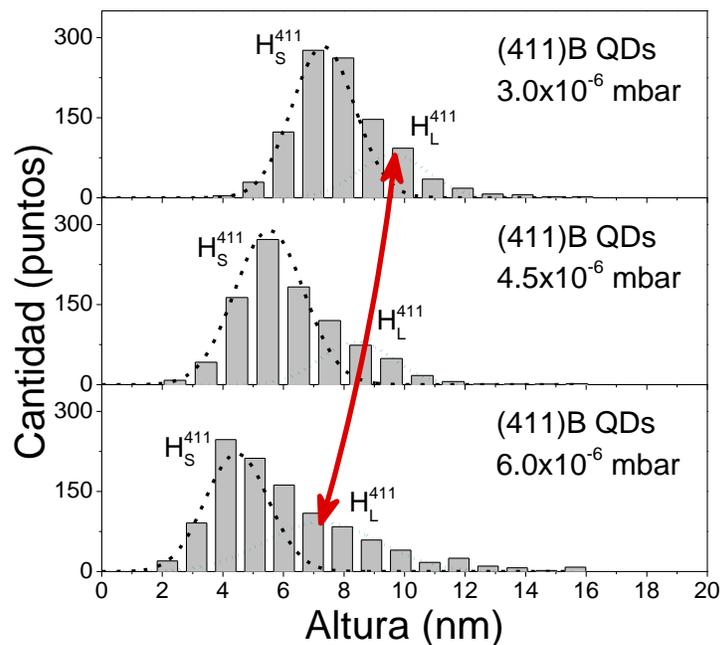


**Figura 4.3** Se presentan gráficos que muestran la evolución de la densidad de QDs (a) y el tamaño de la base (b) dependiendo del flujo de As. Podemos ver la disminución en la densidad de QDs y el incremento de tamaño producido por el cambio en el flujo de As durante el crecimiento.

En los sustratos (4 1 1)B, la densidad de S-QDs ( $\sigma_S^{411}$ ) varía entre  $\sim 3.4 \times 10^{11}$  puntos/cm<sup>2</sup> (crecida con una  $P_{As} = 3.0 \times 10^{-6}$  mbar, siendo la presión de As más baja utilizada en esta investigación) a  $\sim 1.1 \times 10^{11}$  puntos/cm<sup>2</sup> (con una  $P_{As} = 6.0 \times 10^{-6}$  mbar, siendo la presión de As más alta utilizada en esta investigación) mientras que la densidad de los L-QDs ( $\sigma_L^{411}$ ) varía de  $\sim 2.2$  a  $\sim 3.2 \times 10^{10}$  puntos/cm<sup>2</sup> en  $3.0$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar respectivamente. Para las muestras sobre GaAs(1 0

## Capítulo 4

0) la densidad de S-QDs ( $\sigma_S^{100}$ ) varía de  $\sim 4.0$  a  $\sim 0.34 \times 10^{11}$  puntos/cm<sup>2</sup> a  $3.0$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar respectivamente. Y finalmente, la densidad de L-QDs ( $\sigma_L^{100}$ ) varía de  $\sim 4.0$  a  $\sim 3.5 \times 10^{10}$  puntos/cm<sup>2</sup> en la  $P_{As}$  más baja y más alta, respectivamente. Como se mencionó anteriormente y respaldado por el análisis en la **Figura 4.3** los S-QDs fueron afectados significativamente, reduciendo su densidad en valores cercanos a un orden de magnitud para las muestras (1 0 0) y menores para las muestras (4 1 1)B. No obstante, estas variaciones son muy altas en comparación con los cambios observados en los L-QDs, que modificaron su densidad por una unidad en el mismo orden de magnitud. En otras palabras, la  $P_{As}$  afecta principalmente los QDs formados a través de la vía S-K. Como se sabe, la  $P_{As}$  determina la configuración superficial de los ad-átomos, los cuales están directamente relacionados con la reconstrucción de la superficie (4 1 1)<sup>75</sup>. El aumento de la  $P_{As}$  propició minimizar la energía libre superficial (mediante reconstrucciones de la superficie), lo cual afectó directamente el modo de nucleación de los S-QDs, retrasando la nucleación y, por consiguiente, afectando la densidad y altura de QDs como se muestra en el histograma de altura (**Figura 4.4**).



**Figura 4.4** Histograma de altura de QDs crecido en superficie (4 1 1)B a diferentes  $P_{As}$ . Se muestran los ajustes gaussianos para analizar el comportamiento de la BSD, donde el pico 1 y 2 corresponden a  $H_S^{411}$  y  $H_L^{411}$ , respectivamente. La línea roja representa la tendencia a disminuir la altura.

## Capítulo 4

Antes del crecimiento de la capa de InAs, la elevada temperatura de crecimiento de la BL propició una evaporación no compensada de As que dio como resultado una superficie con defectos que, como se mencionó anteriormente, actuaron como centros de nucleación. Aunque se incrementó la  $P_{As}$ , no se compensó en gran medida la evaporación de As, lo que conduce al débil efecto de la  $P_{As}$  sobre los L-QDs.

Como se señaló anteriormente, el tamaño de la base de los QDs también se vio afectado, en la **Figura 4.3** se muestra la evolución del diámetro promedio de los QDs. En las muestras (1 0 0) se encontró la formación de islas con base más grande con el incremento de la presión As, un aumento de  $\sim 8$  y  $\sim 17$  nm para S-QDs y L-QDs respectivamente. Para las muestras (4 1 1)B, el diámetro promedio es casi independiente de las  $P_{As}$ , cuya variación fue de  $\sim 2$  nm. Se ha encontrado en estudios previos que el coeficiente de adherencia de Ga tiene una relación directa con la  $P_{As}$ , y que la longitud de difusión de los átomos de In se reduce a medida que aumenta  $P_{As}$ <sup>76</sup>. Por lo tanto, el incremento en el flujo de As implica la formación de islas de InAs de gran ancho, en otras palabras, el aumento de la  $P_{As}$  mejora el crecimiento de QDs más anchos<sup>75</sup>, como se corrobora con las imágenes de AFM. No obstante, el incremento fue más considerable en los L-QDs (que se formaron a través de la vía no-abrupta). Esto se explica con el hecho de que los defectos iniciales, que estaban en la superficie de GaAs desde el comienzo de la deposición de InAs, propician la formación temprana de los L-QDs. Estas primeras etapas de formación de QDs influyen en los átomos incidentes para depositarse en la base de los QDs, apoyados en la peculiaridad de los átomos para unirse fácilmente en los bordes. Este comportamiento es similar a la influencia observada en los pliegues, donde los átomos tienden a unirse a los bordes de las terrazas<sup>77</sup> en lugar de a las superficies semiplanas. Esto se debe a que la energía elástica potencial mínima se ubica en los bordes<sup>78</sup>. En esos lugares, las moléculas de InAs reducen el desacople de la constante de red con las superficie de GaAs; por lo tanto, propicia el incremento del tamaño base de los QDs.

En la **Figura 4.4** se presenta el histograma de altura de los QDs depositados sobre sustratos (4 1 1)B. En los párrafos anteriores hemos concluido que la densidad y el diámetro promedio de los QDs se vio afectado (en mayor o menor medida) según la orientación, la  $P_{As}$  y la vía de nucleación de QDs (S-K o no-abrupta). Sin embargo, la altura de los QD es un valor crítico que debe analizarse, porque en la mayoría de los casos, es un parámetro que puede estar directamente relacionado con las propiedades ópticas de las estructuras. Por lo tanto, a través del análisis de la altura de QD (en la **Figura 4.4**), se confirmó BSD en las tres diferentes  $P_{As}$ . Cada histograma de

## Capítulo 4

altura se ajustó con líneas gaussianas y se etiquetó como  $H_L^{411}$  y  $H_S^{411}$ , siguiendo la notación anterior de L-QDs y S-QDs.

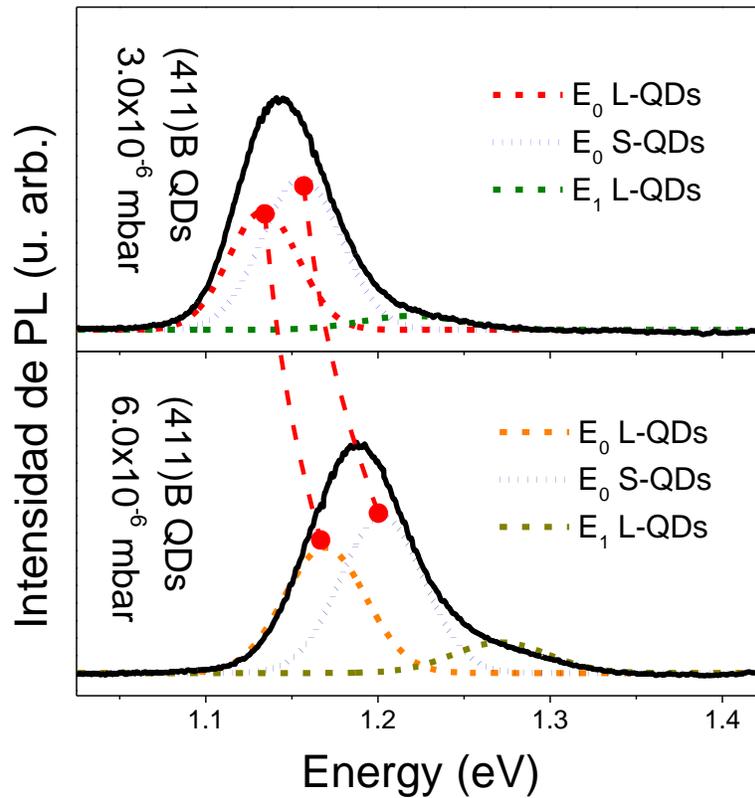
El efecto de aumentar el flujo de As en cada muestra dio como resultado la reducción de la altura promedio de ambos tamaños de los QDs.  $H_L^{411}$  cambió de 9.6 a 7.2 nm y  $H_S^{411}$  de 7.3 a 4.5 nm. Esta disminución de la altura de QDs se explica como un efecto secundario de la reducción de la longitud de difusión de In mientras aumenta  $P_{As}$ <sup>76</sup>. Como se observó anteriormente, el tamaño de la base QD tuvo un ligero incremento ya que la muestra se creó con un mayor flujo de As. Una vez que las moléculas de InAs llegan a la superficie, hay una mayor probabilidad de que se adhieran en la base que en la parte superior de los QDs, lo cual explica la reducción en altura y el incremento en el diámetro promedio de las estructuras.

Aparte de eso, la separación entre los centros de las líneas Gaussianas de los histogramas de altura permanece constante ( $\sim 2.5$  nm); e igualmente el FWHM ( $\sim 2.4$  nm para  $H_S^{411}$  y  $\sim 2.7$  nm para  $H_L^{411}$ ). Este comportamiento sugiere que el efecto BSD es independiente de la variación de la  $P_{As}$ ; esta última solo afecta la densidad, altura y diámetro promedio de los QDs.

La **Figura 4.5** muestra los espectros de PL obtenidos a 14 K de los QDs crecidos en los sustratos (4 1 1)B donde, a primera vista, podemos notar un corrimiento de la emisión hacia el azul (representado por la línea punteada) mientras aumenta la presión de As. Como resultado del reducido valor de altura de los QDs, el espectro de PL para cada  $P_{As}$  se ajustó a tres líneas Gaussianas; las primeras dos líneas están relacionadas con el estado base de las alturas preferenciales para la BSD observadas en las imágenes de AFM, mientras que el último corresponde a una pequeña porción de los L-QDs (los obtenidos a través de la vía no-abrupta) que debido a su tamaño, el primer nivel de energía pudo activarse. No se esperaba ninguna transición de los S-QDs (formados mediante el modo de crecimiento S-K) porque, como es sabido, mientras más se reduce la altura de los QDs, los niveles de energía se separan más, por lo tanto, el nivel de energía puede estar por encima de la barrera de confinamiento, o tan cerca a la parte superior de la barrera que no es capaz de lograr el confinamiento.

Como mencionamos anteriormente, las alturas de los QD tienden a disminuir al tiempo que aumentan la  $P_{As}$  (como resultado de la reducción en la longitud de difusión de In), lo que aumenta el tamaño de la base de los QD. Por lo tanto, en los espectros de PL se esperaba que presentaran un corrimiento hacia altas energías, y el cual, se atribuye a esta reducción de altura de los QDs. La emisión cambió de forma diferente para cada transición. Alrededor de 35, 47 y 52 meV para  $E_0$  de

L-QDs,  $E_0$  de S-QDs y  $E_1$  de L-QDs respectivamente. Esto también se explica con la reducción de la altura de los QDs, como se mencionó antes, la reducción de la altura de los QDs aumenta la separación entre los niveles de energía.



*Figura 4.5 Espectros PL a 14 K de las muestras GaAs(4 1 1)B a diferentes presiones de As,  $3.0 \times 10^{-6}$  mbar arriba y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar abajo. La línea punteada es una línea de guía para el ojo que hace más fácil representar el corrimiento hacia mayores energías.*

### 4.3.2 Puntos Cuánticos Alineados

Al termino del crecimiento de la BL, el patrón RHEED observado a lo largo de la dirección [0 -1 1] en la superficie GaAs(1 0 0) mostró la reconstrucción típica 4x, mientras que la superficie GaAs(6 3 1)A mostró una reconstrucción 2x a lo largo de la dirección [-1 1 3]. Spots tipo chevron fueron observados en el patrón RHEED para ambas superficies cristalinas después de la deposición de la capa de InAs. Como es sabido, los chevrones están relacionados con el crecimiento de islas

## Capítulo 4

facetadas en la superficie, las cuales, se generan durante el proceso de relajación de tensión debido al desacople entre las capas de InAs y GaAs.

La difracción del haz de electrones RHEED a través de estas islas provee información de la dinámica de crecimiento 3D, la cual está relacionada con las propiedades de nucleación y difusión de adátomos. La **Figura 4.6** muestra la evolución de la intensidad del spot de difracción RHEED 002 durante la deposición de la capa de InAs sobre las muestras de GaAs(1 0 0) a lo largo de la dirección [0 -1 1]. La evolución temporal de la intensidad se encontró muy similar para las muestras crecidas a diferente  $T_{BL}$ . Como se sabe, el incremento repentino de la intensidad del haz de transmisión RHEED es asociado con la formación de islas o crecimiento 3D en la superficie, y es indicativo que la relajación de tensión de las heteroestructuras de InAs/GaAs alcanzaron el espesor crítico ( $H_c$ ). El análisis de intensidad RHEED en función del tiempo fue propuesto por Boshker et. al.<sup>79</sup> basado en el transporte másico entre capas intermedias, y adaptado del trabajo de Fleet de la dependencia de la intensidad de rayos-x anti-Bragg con la topografía de la superficie<sup>80</sup>. En su trabajo, la difusión de adátomos alcanza un estado de equilibrio 2D, el cual puede ser descrito por la ecuación

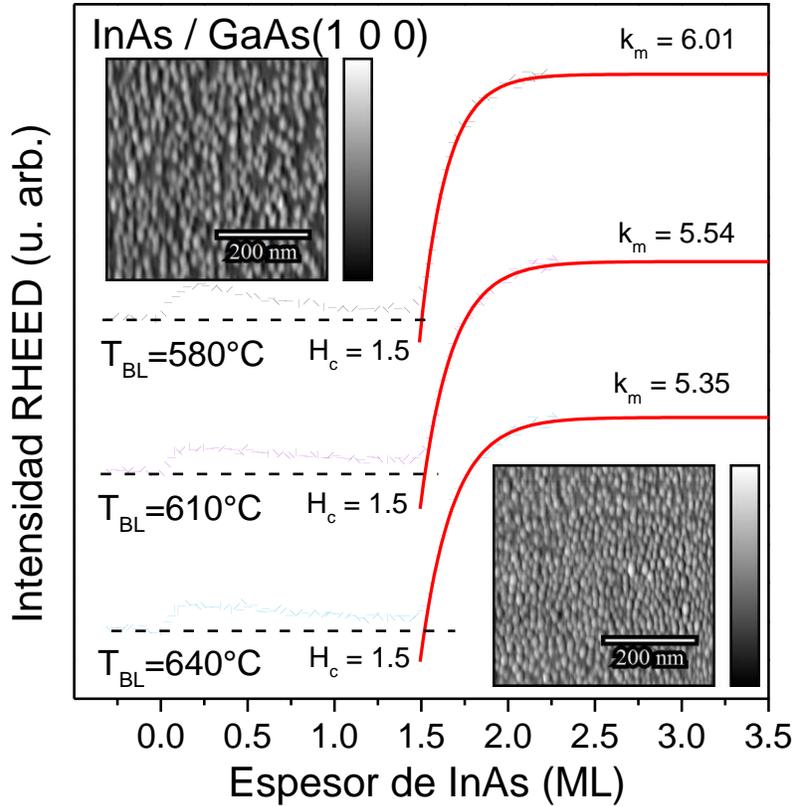
$$I(t) = \Delta I [1 - e^{-k_m t}] \quad \text{Ec. 4.1}$$

donde  $t$  es el tiempo de deposición,  $\Delta I$  es una medida del transporte másico entre capas intermedias usado para comprar la rugosidad de las películas y  $k_m$  la constante de cambio, la cual es proporcional al cuadrado de la longitud de difusión de los adátomos de las superficie rugosa. Por otro lado, el autoensamble de QDs es igualmente un estado de equilibrio, en el cual el sistema heteroepitaxial InAs/GaAs tensionado alcanza un mínimo de energía, por medio de la formación de estructuras 3D y, lo que es más importante, a través de complejos mecanismos de difusión de adátomos, agregación y nucleación, entre otros<sup>81</sup>. El impacto en la topografía superficial es monitoreado experimentalmente a través de la evolución spot de transmisión RHEED contra tiempo, como aquellas presentadas en la **Figura 4.6**. Las líneas rojas continuas corresponden a los ajustes de la ecuación

$$I(t) = \Delta I [1 - e^{-k_m(t-H_c)}] \quad \text{Ec. 4.2}$$

modificada de la ecuación de Fleet (Ec. 4.1).  $k_m$  la constante de cambio también se espera que represente la difusión de adátomos y rugosidad superficial<sup>80</sup> y  $H_c$  es el espesor crítico de la heteroestructura InAs/GaAs. Ajustes satisfactorios de la Ec. 4.2 fueron obtenidos en las curvas de

intensidad RHEED de la **Figura 4.6** en la región cercana a la transición 2D a 3D para las muestras en la superficie GaAs(1 0 0). Los valores  $H_c$  y  $k_m$  están representados en la **Figura 4.6**.



**Figura 4.6** Intensidad del spot de difracción RHEED 002 durante el crecimiento de InAs en GaAs(1 0 0). Las líneas continuas son ajustes de la Ec. 4.2, por medio de la cual se obtuvieron los valores de  $H_c$  y  $k_m$ . Se muestran como inserciones imágenes de AFM al final de la deposición de InAs para muestras depositadas a  $T_{BL} = 580^\circ\text{C}$  y  $640^\circ\text{C}$ . La altura de escala de grises de las imágenes de AFM va de 0 nm (negro) a 20 nm (blanco).

Se encontró que  $H_c = 1.5$  ML independientemente de la  $T_{BL}$ , lo cual fue un resultado esperado puesto que el estatus de tensión en la interfaz está relacionado principalmente con el desacople de red de InAs/GaAs y no ha sido modificado por un simple cambio de la temperatura de crecimiento de la BL de GaAs. Por otro lado, imágenes de la morfología superficial medida por AFM después del crecimiento de InAs sobre GaAs(1 0 0) con  $T_{BL}$  de  $580^\circ\text{C}$  y  $640^\circ\text{C}$  se muestran en pequeños recuadros de la **Figura 4.6**. Se observó que conforme  $T_{BL}$  incrementa, la densidad de QDs incrementa y la altura de QDs disminuye. Note que  $k_m$ , el cual es proporcional a la difusión de adátomos en la superficie ( $\lambda_s$ ), disminuyó ligeramente con el incremento de  $T_{BL}$ . Como fue

## Capítulo 4

reportado previamente, la reducción de  $\lambda_s$  resulta en el incremento de la densidad de QDs, y el decremento en la altura de los mismos<sup>82,83</sup>, en completo acuerdo con las observaciones de AFM, validando así el modelo empleado en la Ec. 4.2 para el crecimiento en GaAs(1 0 0). Los cambios en el tamaño y distribución de los QDs, son atribuidos a los cambios en la superficie de GaAs debido a la  $T_{BL}$  empleada, antes de la deposición de InAs. La  $T_{BL} = 580$  °C está cercana a los parámetros óptimos de GaAs, y por consiguiente se esperaban películas más planas comparadas con las películas depositadas a más alta temperatura. De hecho, las imágenes de AFM de las muestras crecidas con  $T_{BL} = 640$  °C mostraron un incremento en el “waviness” (ondulación superficial debajo de los QDs), que consiste en colinas y surcos no muy regulares<sup>84</sup>, que pudieron haber reducido  $\lambda_s$ .

El cambio de la intensidad del spot de difracción RHEED durante el crecimiento en la superficies cristalina GaAs(6 3 1)A se presenta en la **Figura 4.7**. No sigue la misma tendencia observada en el spot de transmisión del InAs depositado sobre las superficies GaAs(1 0 0). Por ejemplo, el incremento en la intensidad relacionado con la transición de un crecimiento 2D a 3D se observa no antes de 1.9 ML, indicando un incremento de  $H_c$  para las muestras sobre la superficie (6 3 1)A. Ha sido probado teórica y experimentalmente que el espesor crítico incrementa conforme la orientación superficial del sustrato se aleja de la orientación GaAs(1 0 0)<sup>85-87</sup>. El factor principal que contribuye al retraso observado en  $H_c$  de las muestras son:

- i. La anisotropía de la superficie antes de la deposición de InAs
- ii. La reducción de tensión dentro de la isla, la cual depende de la geometría de las nanoestructuras.

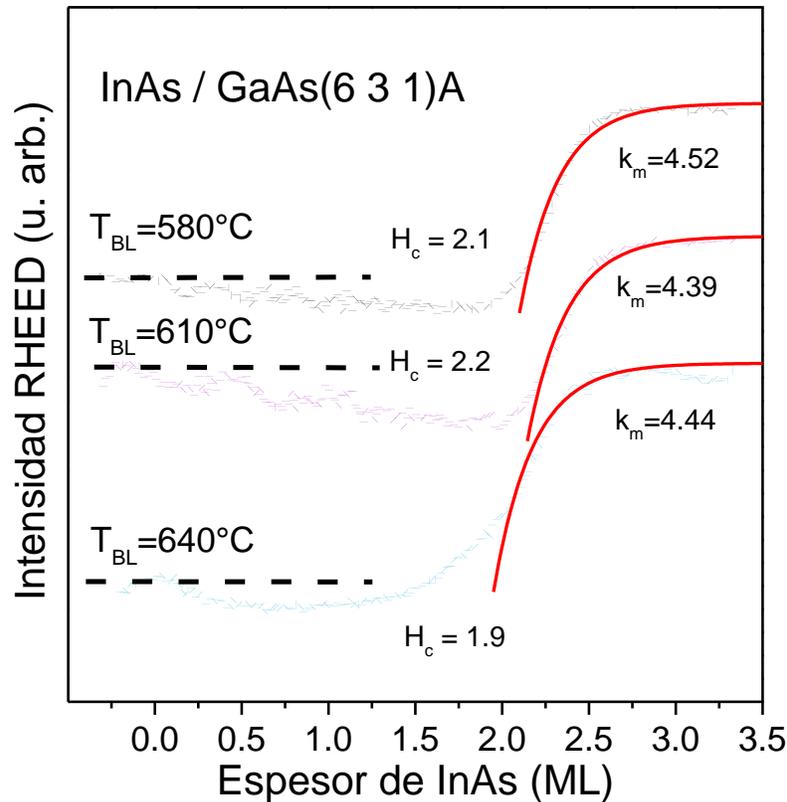
Con referencia a la anisotropía de la superficie de GaAs, ha sido reportado previamente que el crecimiento homoepitaxial en GaAs(6 3 1)A concluyó en el autoensamble de corrugación superficial, con ondulación y geometría que pueden ser manipuladas a través de las condiciones de crecimiento de GaAs. Esto se aprovecha hasta obtener facetas (11 5 2) uniformes en ancho y largo a lo largo de la dirección [-1 1 3]<sup>5</sup>. En particular, al incrementar la temperatura de crecimiento de la capa de GaAs, el ancho lateral promedio del autofacetamiento aumenta, lo cual es atribuido al incremento de la longitud de difusión de adátomos de Ga a altas temperaturas<sup>88-91</sup>. La **Figura 4.8** muestra las imágenes de AFM después del crecimiento de InAs en las superficies con orientación GaAs(6 3 1)A. Incluso para la muestra crecida a la más baja  $T_{BL}$  (580 °C) se apreció que los QDs se encuentran levemente alineados a lo largo de [-1 1 3], lo que significa que fueron

## Capítulo 4

autoalineados. Además, se observó en la **Figura 4.8** que debajo de las islas de InAs se conserva la corrugación después del ensamble de los QDs. El periodo lateral de la corrugación cambia de 30 a 60 nm para las muestras crecidas a 580 °C y 640 °C, respectivamente. Los valores del ancho de terraza son comparables con los valores observados en el crecimiento de GaAs. Vale la pena comentar que en el crecimiento en sustratos de alto índice se observa frecuentemente que la presencia de tensión debido al crecimiento pseudomórfico de las capas de InAs suprime la corrugación, bajo el argumento de que la tensión superficial en los lados del valle obliga al sistema a buscar un nuevo mínimo de energía libre<sup>92</sup>. En este escenario la capa de mojado de InAs restaura una superficie plana y por lo tanto, la nucleación de los QDs se vuelve estocástica, como es usualmente observada en orientaciones cristalográficas (1 0 0)<sup>92,93</sup>. Sin embargo, los resultados presentados en la **Figura 4.8** indican que el sistema tensionado InAs/GaAs puede alcanzar otro mínimo de energía libre donde la geometría de los QDs de InAs ha sido modificada pero su arreglo es notoriamente influenciado por la corrugación de la superficie GaAs(6 3 1)A. De igual manera, ha sido sugerido que la energía de la superficie de InAs es tal que se vuelve nuevamente favorable el rompimiento de la superficie en planos estables que conducen a una superficie de InAs facetada y alineada<sup>94</sup>. Las facetas superficiales de la corrugación observada después de la homoepitaxia en GaAs(6 3 1)A son planos (11 5 2). Es importante mencionar que usualmente la deposición en planos estables de baja energía, tales como (11 5 2), procede reteniendo la orientación del plano, lo cual explica la conservación de las facetas para la muestra crecida a 640 °C incluso cuando tensión adicional ha sido introducida por la capa de InAs. Extraordinarias similitudes en la geometría de islas y su arreglo unidimensional fueron reportadas para el crecimiento de QDs de InAs sobre GaAs(5 3 1), un plano desorientado 4.5° del plano (6 3 1)<sup>95</sup>. En dicho trabajo, Suzuki et al. observaron que aunque la deposición de InAs aplana la superficie, los residuos restantes de grupos de escalones (1 1 0) sirven como áreas de nucleación para el autoensamble de QDs. Cabe resaltar que los planos (11 5 2) observados en la homoepitaxia en GaAs(6 3 1)A también están conformados por escalones (1 1 0)<sup>5</sup>.

Al analizar la corrugación debajo de los QDs de InAs, se notó que, excluyendo la muestra crecida a  $T_{BL} = 640$  °C, la superficie es ondulada, sugiriendo la formación de un plano singular no bien definido o escalones superficiales {1 1 0}. La presencia de facetas (1 1 0), discutidas anteriormente, favorecen la introducción de líneas de dislocaciones con el propósito de disminuir

la tensión<sup>95</sup>, contribuyendo a el incremento de  $H_c$  del InAs/GaAs inferido el comportamiento temporal de la intensidad del patrón RHEED en la **Figura 4.7**.

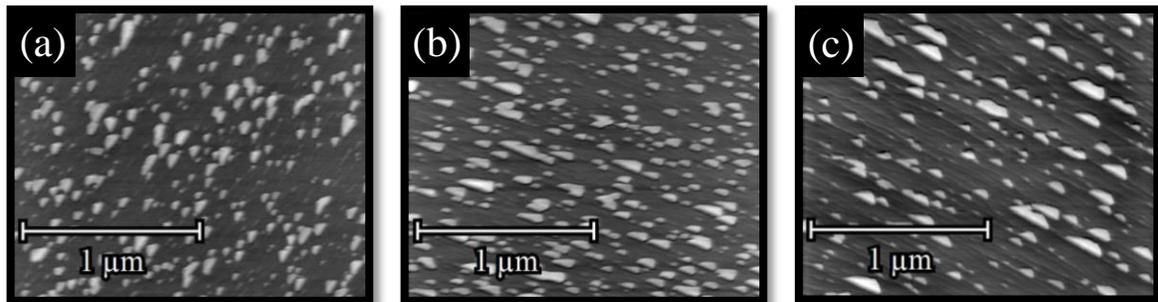


**Figura 4.7** Intensidad del spot de difracción de los patrones RHEED durante el crecimiento de InAs en GaAs(6 3 1)A. Los valores de  $H_c$  obtenidos a través de las adaptaciones de la Ec. 4.2 son mayores que los observados para InAs sobre GaAs(1 0 0).

Con respecto al segundo factor que contribuye a la reducción de la tensión y retraso de  $H_c$ , debido a la anisotropía de las propiedades elásticas de los planos de alto índice, el crecimiento de InAs resulta en la formación de islas cuya geometría (forma, facetamiento y relación de aspecto) reduce la tensión interna de la isla, lo cual incrementa el retraso de la transición de 2D a 3D<sup>96</sup>. Como se sabe, la forma de los QDs crecidos sobre GaAs(1 0 0) varía desde capsulas redondas hasta pirámides cuadrangulares y por el contrario, el balance energético entre la energía libre superficial y la energía elástica en el crecimiento sobre el plano frontal en superficies vecinas y alto índice afectan la forma de las islas. Para las muestras crecidas a  $T_{BL} = 610^\circ\text{C}$  y  $640^\circ\text{C}$  se observó que, aparte de que los QDs se autoorganizaron a lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 3]$ ,

## Capítulo 4

presentaron un forma de tipo punta de flecha. Esta morfología, la cual conduce a la reducción de la tensión dentro de la isla, ha sido observada en el crecimiento de capas de InAs en planos de índice no singular<sup>78,85,95,97-99</sup>. La pérdida de la forma redonda usual o forma simétrica de los puntos, es relacionada con la anisotropía de la longitud de difusión de los adátomos en estos sustratos de alto índice y las facetas que limitan la forma de los QDs. Note que las facetas  $\{1\ 1\ 0\}$ ,  $\{1\ 0\ 0\}$ ,  $\{2\ 5\ 11\}$  y  $\{1\ 1\ 1\}$  son las más comunes observadas en los bordes de los QDs de InAs crecidos en sustratos de alto índice<sup>95,97-99</sup>, y de igual manera, se espera que algunas de estas facetas sean las que delimiten la forma de los QDs de este trabajo. El rápido crecimiento de los planos  $\{1\ 1\ 1\}$  explica el alargamiento de los QDs quedando así en forma de punta de flecha<sup>98,99</sup>. Adicionalmente, debido a las barreras de potencial presentes por los bordes de los escalones, la anisotropía de la longitud de difusión se esperaba permitiendo mayor movilidad a lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 3]$  y consecuentemente, la coalescencia de los QDs a lo largo de esta misma dirección, como es observado en las imágenes de AFM de la **Figura 4.8**. En el crecimiento de InAs en sustratos desorientados y de alto índice, se observa frecuentemente que la longitud de difusión disminuye conforme el ancho de la terraza decremente, llevando así a una rápida formación de QDs y consecuentemente el incremento de la densidad<sup>100</sup>. Como se explicó anteriormente, en el crecimiento homoepitaxial de GaAs se observó que con el aumento de  $T_{BL}$  incrementaba el ancho lateral promedio de la terraza; y que el alineamiento de los QDs de InAs en la **Figura 4.8** pareció ocurrir en las terrazas manteniendo la tendencia similar: la separación lateral de las hileras de QDs incrementa con  $T_{BL}$ .



**Figura 4.8** Imágenes AFM de las muestras de InAs / GaAs(6 3 1)A para (a)  $T_{BL} = 580\text{ °C}$ , (b)  $T_{BL} = 610\text{ °C}$  y (c)  $T_{BL} = 640\text{ °C}$ . Se puede apreciar la autoorganización de los QDs a lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 3]$ . La altura de escala de grises de las imágenes de AFM va de 0 nm (negro) a 15 nm (blanco).

Este resultado está en acuerdo con el cambio de la densidad de QDs observado por efecto de  $T_{BL}$ , resultado de un cambio directo en  $\lambda_s$ . Observe que los valores obtenidos para  $k_m$  son menores para las muestras crecidas sobre GaAs(6 3 1)A en comparación con los valores para las muestras sobre GaAs(1 0 0). Esto está relacionado con el decremento de  $\lambda_s$  debido al desplazamiento finito por la corrugación, aunque los ajustes no son tan buenos puesto que el modelo empleado en la Ec. 4.2 no incluye la nucleación en superficies facetadas, se obtiene una buena aproximación.

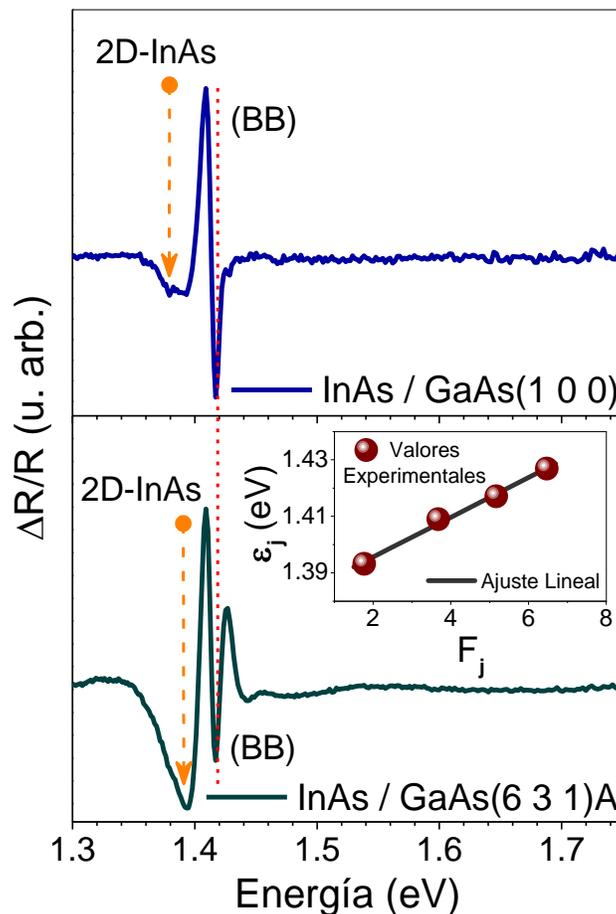
Por otro parte, antes de alcanzar el espesor crítico de InAs, las curvas de intensidad RHEED para las muestras en GaAs(6 3 1)A disminuyen ligeramente en la etapa inicial del crecimiento como se muestra en la **Figura 4.7** indicando que los átomos incidentes de In son nucleados siguiendo un modo de crecimiento diferente al Stransky-Kastanov observado para GaAs(1 0 0)<sup>85,100</sup>. Dado que estamos monitoreando la difracción del spot de transmisión, la pequeña caída en intensidad en la etapa inicial de crecimiento sugiere que, ciertamente, la tensión inducida por el InAs aplanar la superficie corrugada<sup>92,95</sup>.

Para la muestra crecida con  $T_{BL} = 640$  °C, después de la deposición de 1.5 ML de InAs la intensidad RHEED incrementa continuamente antes de alcanzar la transición 2D a 3D del crecimiento de InAs. Estos cambios son asociados con la difusión y nucleación del InAs cerca de los bordes de los escalones de la corrugación. Los bordes de los escalones proveen ubicaciones con un mínimo de energía potencial elástica, ya que en esos lugares el InAs reduce el desacople de red con el GaAs propiciando la nucleación de los QDs en el borde de las terrazas<sup>78</sup>, el cual se vuelve más importante si la superficie de GaAs propicia un mayor orden de corrugación.

Una pregunta que surge de los experimentos es si la corrugación aumenta o disminuye la tensión en la interfaz. Como se sabe, espectros de PR de QDs de InAs/GaAs muestran FKO's más allá de la transición del GaAs. Ha sido sugerido que las FKO's originadas de los campos eléctricos en la interface son causados predominantemente por la polarización inducida por la tensión en la interfaz del GaAs cerca de los QDs de InAs<sup>101</sup>. Como los efectos de polarización son usualmente más prominentes en sustratos de alto índice, el análisis de FKO's sería de gran ayuda para investigar los efectos de tensión en estos planos cristalográficos. La **Figura 4.9** muestra el espectro de PR a temperatura ambiente de las muestras con  $T_{BL} = 610$  °C para las muestras GaAs(1 0 0) y (6 3 1)A. La transición banda-banda (BB) ( $E_g \sim 1.4$  eV) fue observada para todas las muestras. Debajo de

esta transición, se observó la transición de la capa de mojado (2D-InAs)<sup>77</sup>. Por encima de la transición GaAs-BB y para las muestras sobre GaAs(6 3 1)A, se observaron FKO, las cuales están relacionadas con los campos eléctricos internos en la muestra. La presencia de campos eléctricos está relacionada con la tensión en la heteroestructura<sup>102</sup>, y por esta misma razón es fuertemente dependiente de la morfología de los QDs. Para un análisis cuantitativo de los campos eléctricos internos, se emplearon los formalismos de campo eléctrico intermedio, presentados en la Secc. 2.6, empleando las Ec. 2.5 y Ec. 2.8<sup>103</sup>.

El recuadro en la **Figura 4.9** muestra la gráfica de  $\epsilon_j$  contra  $F_j$ , en donde se observa una dependencia lineal entre ambos parámetros.  $F_{int}$  está relacionado con la pendiente de dicha recta.



**Figura 4.9** Espectroscopia PR para las muestras depositadas en GaAs(1 0 0) y GaAs(6 3 1)A. Se observan las transiciones banda-banda (BB) y de la capa 2D de InAs. En el caso de la muestra (6 3 1)A, el recuadro muestra el ajuste lineal utilizado para obtener el campo eléctrico interno.

En la **Tabla 4.2**, se enlista la intensidad de los campos internos de las muestras. Como se puede observar  $F_{int}$  disminuye conforme  $T_{BL}$  aumenta.

Al utilizar  $F_{int}$  se puede obtener una aproximación de la tensión en el plano ( $\epsilon_{//}$ ) de GaAs usando la ecuación  $P_i = e_{14}\epsilon_{kj}$  para el campo piezoeléctrico producido por la tensión biaxial, donde  $P_i$  se refiere a la polarización inducida,  $e_{14}$  la constante piezoeléctrica del GaAs y  $\epsilon_{kj}$  los componentes de la matriz de deformación<sup>104</sup>. Los valores obtenidos para  $\epsilon_{//}$  se encuentran enlistados en la **Tabla 4.2**. Conservando la misma dependencia de  $F_{int}$  con  $T_{BL}$ ,  $\epsilon_{//}$  decrementa con el incremento en orden de corrugación, que a su vez promueve un mecanismo de nucleación diferente (diferente al modo de crecimiento S-K) como fue discutido y soportado por las gráficas anteriores.

$T_{BL}$ (°C)	$F_{int} \times 10^6$ (V/m)	$\epsilon_{//} \times 10^{-3}$ (N/m <sup>2</sup> )
580	5.32	3.503
610	1.73	1.139
640	1.45	0.955

**Tabla 4.2 Campos eléctricos internos y tensión en el plano en función de la temperatura de crecimiento de la BL para las muestras sobre GaAs(6 3 1)A.**

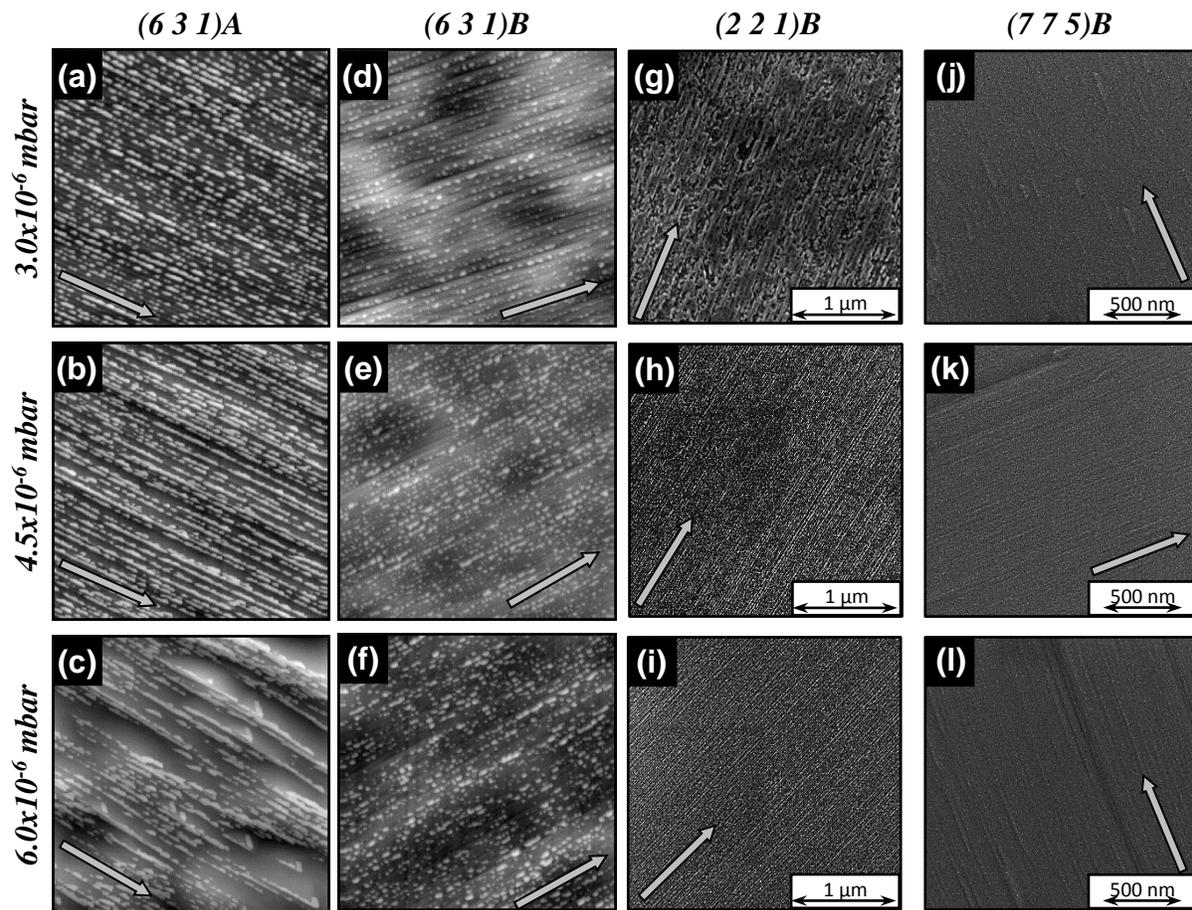
### 4.3.3 Estructuras 0-D con Alto Orden Unidimensional

Como se sabe, al escoger los parámetros apropiados, las superficies de alto índice se descomponen en arreglos de escalones microscópicos, lo cual a temperaturas elevadas, conduce a arreglos de pasos multiatómicos alineados coherentemente de forma recta a lo largo de direcciones preferenciales<sup>105</sup>; esto se lleva a través de procesos relacionados con la minimización de energía libre superficial<sup>106</sup>. Sin embargo, como es de esperarse, cada superficie se comporta de manera diferente, por lo tanto los parámetros ideales para propiciar los arreglos de pasos multiatómicos alineados varían de superficie a superficie. La **Figura 4.10** muestra imágenes de AFM (2  $\mu\text{m}$  x 2  $\mu\text{m}$ , orientación (6 3 1)A/B) y SEM (orientación (2 2 1)B y (7 7 5)B) de la capa de InAs crecida a diferentes  $P_{As}$  sobre los sustratos de GaAs, que muestran un claro ordenamiento unidimensional. Como fue descrito en la sección experimental de este capítulo (*Secc. 4.2.2*), la temperatura del

## Capítulo 4

sustrato fue disminuida previo a la deposición de la capa de InAs, lo que modifica la energía superficial de las muestras y el estado de la tensión en la interfaz.

Todas las imágenes de la **Figura 4.10** presentan una notoria autoorganización unidimensional de nanoestructuras a lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 3]$  para las muestras  $(6\ 3\ 1)A/B$  y a lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 0]$  para las muestras  $(2\ 2\ 1)B$  y  $(7\ 7\ 5)B$ . Cabe mencionar que, el tipo de nanoestructuras mostrada en cada superficie difiere en gran medida por lo que es conveniente explicarlas por separado.



**Figura 4.10** Imágenes de AFM ( $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ , muestras de GaAs  $(6\ 3\ 1)A/B$ ) y SEM (muestras  $(2\ 2\ 1)B$  y  $(7\ 7\ 5)B$ ) de la capa de InAs depositada a diferentes  $P_{As}$  sobre los sustratos de GaAs. Como se puede observar, la forma de las nanoestructuras y la textura de la superficie muestran dependencia clara con  $P_{As}$ . Sin embargo en las 12 muestras se presenta tendencia al alineamiento, marcadas en las imágenes con una flecha. A lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 3]$  para las muestras de GaAs  $(6\ 3\ 1)A/B$  y  $[-1\ 1\ 0]$  para las muestras GaAs  $(h\ h\ l)B$ .

## Capítulo 4

Estudios previos sobre el crecimiento homoepitaxial a temperaturas elevadas y diferentes  $P_{As}$  de GaAs(6 3 1)A, han mostrado corrugación periódica de escala nanométrica que mantuvo un alto orden de correlación; indicando que el incremento de la uniformidad se debió al incremento en la longitud de migración As con el aumento de  $P_{As}$ <sup>9</sup>. Esos resultados pueden explicar el autoordenamiento 1D de las nanoestructuras observadas en esta superficie, ya que la corrugación de GaAs actuó como nanoplantilla para el crecimiento de InAs. Sin embargo, es interesante observar que la presión a la que se obtuvo un alto orden de corrugación GaAs (ver ref. 9) no concuerda con el mejor orden superficial de las estructuras InAs 1D observadas en este trabajo. Esto no fue sorprendente, ya que ambos, la corrugación superficial y la formación de nanoestructuras a través del modo de crecimiento S-K, son procesos de autoensamble impulsados por tensión<sup>107</sup>, y cuando se combinan, aumenta el nivel de complejidad del sistema 1D. Reportes previos mostraron que la deposición de InAs puede suprimir la corrugación de la superficie de la BL<sup>92</sup>, o desestabilizar la superficie y forzar al sistema a encontrar un nuevo mínimo de energía libre superficial donde la corrugación se mantuvo aunque fue degradada<sup>100</sup>. El deterioro de la ondulación de la superficie perjudicará la autoorganización de nanoestructuras. Para sostener la autoorganización de las nanoestructuras, se ha propuesto el uso de estructuras más elaboradas, por ejemplo, la introducción de capas tensoras adicionales<sup>108</sup>. Este mecanismo aumenta el nivel de complejidad de las heteroestructuras. Nuestro enfoque, por el contrario, era establecer los parámetros de crecimiento que pueden conducir a una corrugación de superficie ordenada, y proceder con la autoorganización de las nanoestructuras InAs.

Por otro lado, como se observa en la **Figura 4.10**, la forma de la nanoestructura y la textura de la superficie de las muestras dependen de la  $P_{As}$  y cambian drásticamente dependiendo de la terminación de la superficie de tipo A o B. Los QDs en las muestras (6 3 1) A muestran una forma de flecha, similar a la observada por Sanguinetti et al. en sustratos (3 1 1)A de alto índice<sup>85</sup>, y explicado como resultado de la anisotropía de difusión adátomos y el equilibrio energético entre la energía libre superficial y la energía elástica<sup>109</sup>. Al aumentar la  $P_{As}$  se alarga la nanoestructura tipo flecha de las muestras de tipo A y se promueve la coalescencia por proximidad de los QDs. Sin embargo, simultáneamente la ondulación de la superficie evoluciona de tal manera que el orden unidimensional se pierde para  $P_{As} = 6.0 \times 10^{-6}$  mbar.

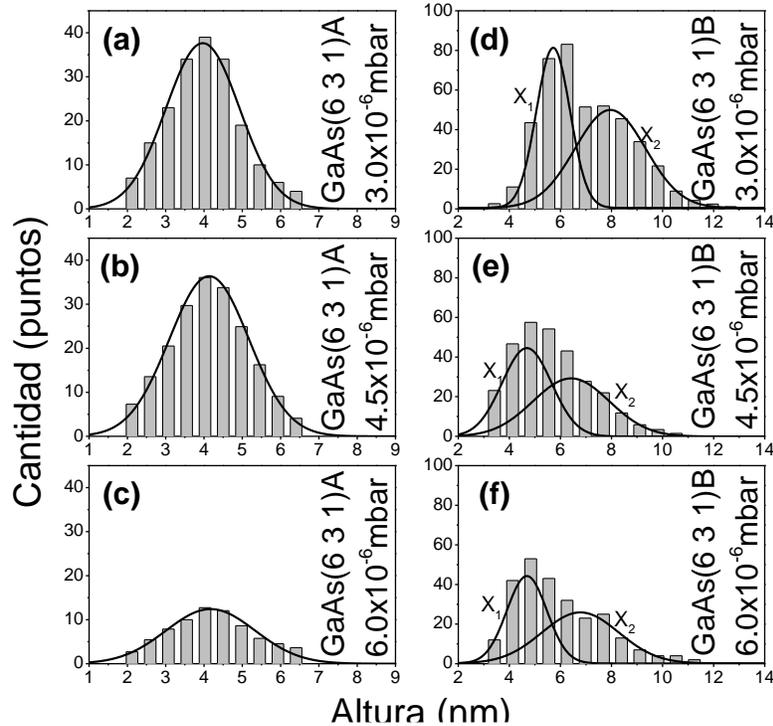
Por el contrario, las nanoestructuras InAs crecidas en GaAs(6 3 1)B presentan una forma redondeada y apenas alargada independientemente de  $P_{As}$ . Se ha visto una forma redonda y

## Capítulo 4

alargada en el crecimiento de InGaAs en una variedad de sustratos de alto índice GaAs(111)B<sup>110</sup> y las diferencias en las formas de QDs se explicaron como consecuencia del cambio de tensión superficial y los cambios de energía libre<sup>111</sup>. En los modelos de termodinámica, se ha argumentado que al reducir la energía libre de superficial facilita la formación de la isla, pero no describe la forma, la cual está más relacionada con la longitud de difusión de los adátomos. La textura de las muestras tipo B también evoluciona con  $P_{As}$ , al contrario de las observaciones en las superficies tipo A, todas las muestras mostraron ondulación superficial. Obsérvese que en las muestras tipo B, al aumentar la presión, se modifica la ondulación, disminuyendo su altura  $\sim 13\%$ , como resultado las muestras mostraron una nanocorrugación más definida, haciendo más clara el arreglo 1D cuando los QDs se autoensamblan y alinean. Sin embargo, parece que la ondulación no permite establecer una corrugación de alto orden. Al repasar las imágenes de la superficie (631)B en la **Figura 4.10**, se observa que el mejor orden unidimensional ocurre cuando la ondulación ha alcanzado su valor mínimo. El papel determinista de la ondulación en el autoensamble de la corrugación de escala nanométrica se atribuyó al hecho de que cualquier ondulación en la superficie implica la coexistencia de planos cristalográficos adicionales que conforman dicha ondulación. En otras palabras, el crecimiento de MBE en GaAs(631)A/B no procede en el plano GaAs(631), sino en aquellos planos que forman la ondulación. Con el fin de obtener un análisis cuantitativo de las nanoestructuras, en la **Figura 4.11**, se muestra la distribución estadística de las alturas de QD en función de  $P_{As}$ .

Como se observa en la **Figura 4.10** para las muestras GaAs(631), los QD crecidos en la superficie de tipo A tienden a unirse, debido al alargamiento hacia  $[-1\ 1\ 3]$  de las nanoestructuras. Sin embargo, la altura de las estructuras apenas se vio afectada quedando cerca de  $\sim 4$  nm. Además, se encontró que a medida que aumentaba  $P_{As}$ , la densidad de islas disminuía.

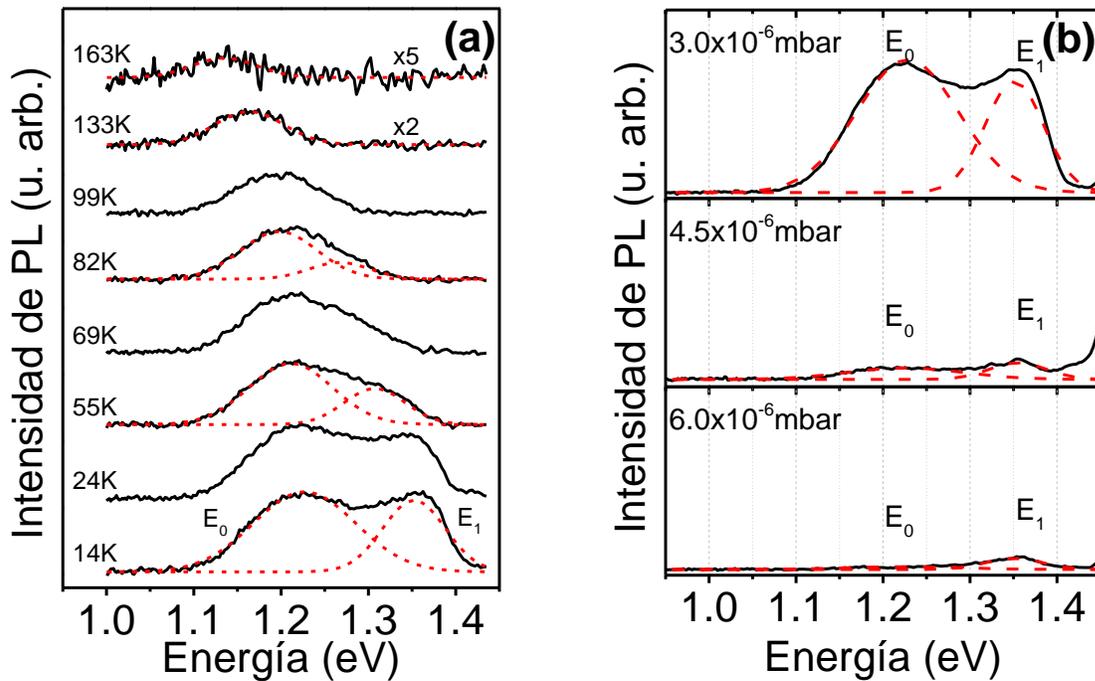
Por otro lado, los QDs en la superficie de tipo B presentaron BSD. La cual se ha explicado anteriormente, en general, la nucleación QDs se puede lograr a través de dos maneras diferentes<sup>72</sup>, recordando: (I) la aparición abrupta de QDs debido al crecimiento de S-K y (II) la evolución continua de defectos que actúan como centros de nucleación durante las etapas iniciales de la deposición de capas InAs. Aunque se observó la BSD a los diferentes valores de  $P_{As}$ , el cambio en los flujos afecta la altura de los QDs de InAs crecidos en las superficies tipo B. Al aumentar  $P_{As}$  de  $3.0$  a  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar, las alturas de los QD disminuyen, de  $7.9$  a  $6.8$  nm para los QDs grandes, y de  $5.7$  a  $4.6$  nm para los pequeños.



**Figura 4.11** Gráficas de la distribución estadística de alturas. Los incisos (a)-(c) representan la superficie tipo A con los valores de  $P_{As}$  3.0, 4.5 y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar, respectivamente. Los incisos (d)-(f) son para la superficie tipo B con el mismo orden de  $P_{As}$ .

La **Figura 4.12** (a) muestra la dependencia de la temperatura de la emisión de PL para la muestra de superficie de tipo A crecida con  $P_{As}$  de  $3.0 \times 10^{-6}$  mbar con potencia de excitación de 20 mW. A baja temperatura, los espectros mostraron una emisión de doble línea, que evoluciona a un solo pico mientras aumenta la temperatura. Por lo tanto, a baja temperatura, los espectros PL se ajustaron en dos picos gaussianos, que fueron etiquetados como  $E_0$  (1.22 eV) y  $E_1$  (1.35 eV) en los espectros PL de 14 K. A baja temperatura,  $E_1$  y  $E_0$  exhiben intensidades comparables. A medida que aumenta la temperatura, la intensidad de  $E_1$  decae rápidamente y se desvanece a  $\sim 80$  K. Debido al aumento de la temperatura, los portadores localizados en el estado excitado  $E_1$  podrían haberse transferido térmicamente a la capa de mojado y/o a la barrera GaAs<sup>112,113</sup>, que explica la extinción de  $E_1$  con el aumento de la temperatura. La energía del pico  $E_0$  disminuye rápidamente después de 80 K de manera similar al comportamiento observado para la transición en  $E_g$  del InAs en bulto<sup>114</sup>. La dependencia de la temperatura de estas transiciones se relaciona principalmente con la expansión térmica que induce cambios en el potencial periódico visto por el electrón, la

estructura de la banda cambia, y la brecha de la banda de energía disminuye al aumentar la temperatura<sup>112</sup>.

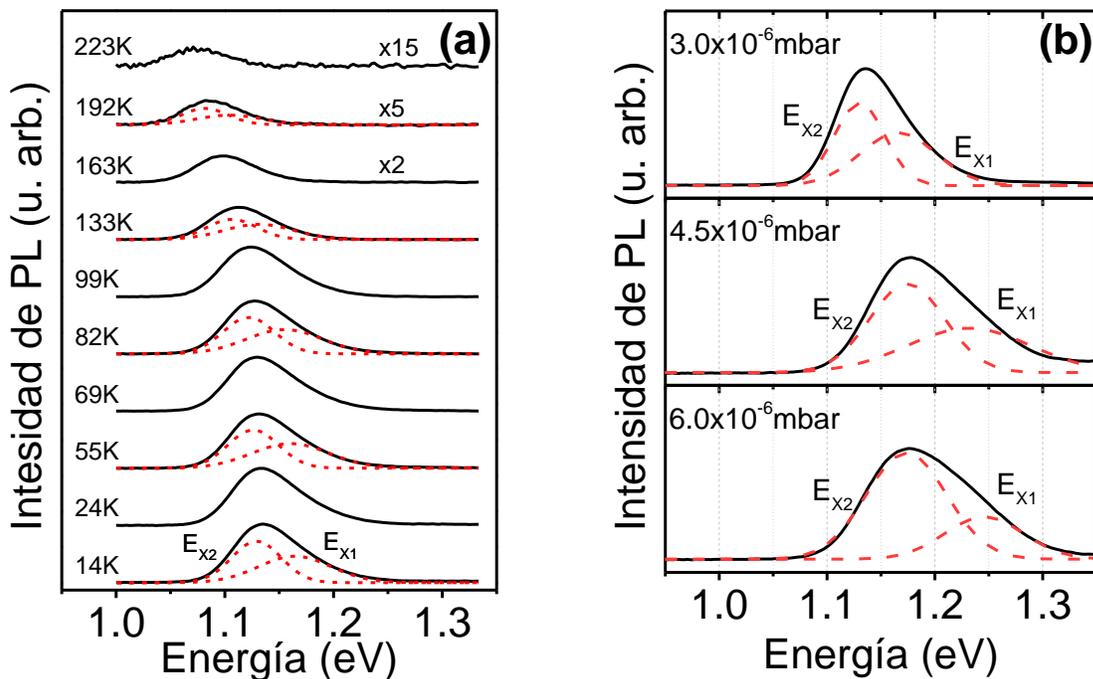


**Figura 4.12** (a) Dependencia de la temperatura con la emisión de PL de las muestras InAs/GaAs(6 3 1)A crecidas a  $P_{As}$  de  $3.0 \times 10^{-6}$  mbar con potencia de excitación de 20 mW. (b) Espectros de PL a los diferentes valores de  $P_{As}$  3.0, 4.5 y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar con potencia de excitación de 80 mW.

La **Figura 4.12** (b) muestra los espectros PL de 14 K en los diferentes valores de  $P_{As}$  (de arriba hacia abajo,  $3.0$ ,  $4.5$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar). Debido a la coalescencia de los QD observados en las imágenes AFM (presentadas en la **Figura 4.10**), puede conducir a la formación de grandes islas sin confinamiento de electrones y distribución aleatoria en el tamaño de base de los QDs de InAs en la superficie, por lo tanto, se esperaban espectros débiles de PL para las muestras crecidas a  $4.5$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar. Por tal motivo, la potencia de excitación se aumentó a 80 mW para observar la emisión de 14 K PL de esas muestras. Se observaron transiciones débiles en los espectros de PL de las muestras crecidas a  $4.5$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar. Se realizó ajuste gaussiano y, aunque débil, se obtuvieron dos líneas cercanas a  $E_0$  y  $E_1$ . La razón por la cual las dos transiciones están presentes se atribuyó al efecto de llenado de estados; a baja temperatura, el estado fundamental se satura y

los estados excitados de QD emergen ligeramente. Las transiciones aparecen en la misma posición porque la altura QD prácticamente no cambió con  $P_{As}$  (permaneciendo en  $\sim 4$  nm) de acuerdo con las estadísticas de la **Figura 4.11**.

La **Figura 4.13** (a) muestra la dependencia de la temperatura de la emisión de PL para las muestras de InAs / GaAs crecidas en sustratos con orientados (6 3 1) tipo B a  $P_{As}$  de  $3.0 \times 10^{-6}$  mbar y tomadas con potencia de excitación de 20 mW. Todos los espectros mostraron una forma de línea asimétrica que se ensancha hacia la energía alta, que se puede ajustar mediante el empleo de dos picos gaussianos. En contraste con las muestras de superficie de tipo A, en cuyos espectros una de las transiciones desaparece después de aumentar la temperatura, ambas transiciones de muestras de superficie de tipo B se mantuvieron a todas las temperaturas; además, la separación de la diferencia de energía entre los picos se conservó ( $\sim 30$  meV). Debido a este comportamiento, se definió que las líneas deconvolucionadas fueran etiquetadas como  $E_{X1}$  y  $E_{X2}$  en la **Figura 4.13**, y que corresponden a transiciones de los dos tamaños preferenciales de QDs representados en la BSD de la **Figura 4.11**.



**Figura 4.13** (a) Dependencia de la temperatura con la emisión de PL de las muestras InAs/GaAs(6 3 1)B crecidas a  $P_{As}$  de  $3.0 \times 10^{-6}$  mbar con potencia de excitación de 20 mW. (b) Espectros de PL a los diferentes valores de  $P_{As}$  3.0, 4.5 y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar con potencia de excitación de 80 mW.

A medida que aumenta la temperatura de la muestra, las líneas de los espectros de PL se desplazan hacia el rojo, como se esperaba. Por encima de 50 K, los espectros evolucionan y la intensidad de  $E_{X1}$  disminuye, mientras que la de  $E_{X2}$  aumenta hasta que esta última domina los espectros. Es posible que a altas temperaturas, los portadores puedan ser transferidos térmicamente desde los QDs pequeños a los QDs grandes con estados de energía localizada relativamente bajos<sup>113</sup>. El aumento de la temperatura hace que la energía térmica del portador en los estados base de los QD pequeños se vuelva similar a la energía de unión del excitón. Por lo tanto, el excitón puede disociarse y suministrar portadores libres a la capa de mojado y a la barrera GaAs, y luego permitir la relajación en un QD diferente. Esta transferencia de portadores favorece a los QDs con una mayor energía de enlace, y por lo tanto, una energía de emisión más baja. Consecuentemente, al aumentar la temperatura, tiene lugar la redistribución de los portadores, y para altas temperaturas, la mayoría de los portadores se encuentran en los estados base de los puntos más grandes<sup>115</sup>. El comportamiento de los espectros de PL en función de la temperatura de las muestras de superficie de tipo B crecidas a  $4.5$  y  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar fue muy similar al de  $3.0 \times 10^{-6}$  mbar. Esto se atribuyó a la ligera variación de la forma QD con la presión. La **Figura 4.13** (b) muestra los espectros PL de 14 K en los diferentes valores de  $P_{As}$  para las heteroestructuras de InAs / GaAs(6 3 1) B. A medida que aumenta  $P_{As}$ , los picos  $E_{X1}$  y  $E_{X2}$  se desplazan hacia energías más altas, lo que se relacionó con la reducción en la altura QD observada en la estadística de la **Figura 4.11**. Como se observa en las imágenes AFM (**Figura 4.10**), el tamaño y la forma de los QD varían con el tipo de superficie, y por lo tanto se puede esperar una energía de emisión diferente de acuerdo con las observaciones presentadas en este trabajo y con dicho comportamiento exhibido en el crecimiento en otros HIS, a pesar de algunos otros factores como la segregación de In y los efectos piezoeléctricos<sup>111</sup>.

La **Figura 4.10** muestra imágenes de SEM de las muestras crecidas sobre las superficies (2 2 1)B y (7 7 5)B. Se observan estructuras similares a QDs alargados (llamados QDHs) en la superficie para  $P_{As} = 3.0 \times 10^{-6}$  mbar. A medida que incrementan la  $P_{As}$ , se pueden apreciar nanoestructuras 1D muy uniformes alineadas a lo largo de  $[-1 \ 1 \ 0]$  en la superficie para ambas orientaciones cristalográficas. De manera general se puede observar que el comportamiento de estas superficies es extremadamente similar. Esto se debe a que al ser superficies de la familia (h h l) presentan arreglos atómicos superficiales casi equivalentes, una breve explicación de las

## Capítulo 4

superficies se presentó en la Secc. 3.2.1. Para ambas superficies, la longitud de estas estructuras alargadas,  $L$ , aumenta considerablemente y el ancho promedio,  $W$ , disminuye. Esta información se encuentra sintetizada en la **Tabla 4.3**.

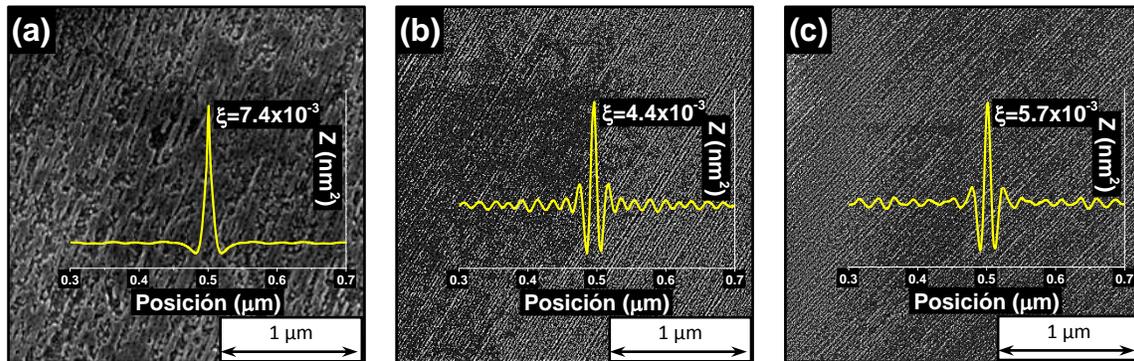
La superficie corrugada más uniforme se obtuvo para  $P_{As} = 4.5 \times 10^{-6}$  mbar para ambas superficies. Se pudo obtener un análisis cuantitativo del orden de la superficie 1D a través de un análisis de la función de autocorrelación (ACF) de las imágenes SEM. Los perfiles de ACF se muestran como inserciones en la **Figura 4.14**.

$P_{As}$ (mbar)	<i>GaAs(2 2 1)B</i>			<i>GaAs(7 7 5)B</i>		
	<i>Altura</i>	<i>Ancho</i>	<i>Largo</i>	<i>Altura</i>	<i>Ancho</i>	<i>Largo</i>
$3.0 \times 10^{-6}$	5 nm	45 nm	0.5 $\mu\text{m}$	6 nm	42 nm	0.2 $\mu\text{m}$
$4.5 \times 10^{-6}$	3 nm	35 nm	0.75 $\mu\text{m}$	3 nm	35 nm	0.8 $\mu\text{m}$
$6.0 \times 10^{-6}$	2 nm	30 nm	2 $\mu\text{m}$	2.5 nm	30 nm	1.5 $\mu\text{m}$

**Tabla 4.3 Información cuantitativa de las dimensiones de las nanoestructuras crecidas en las superficies *GaAs(2 2 1)B* y *(7 7 5)B* para los distintos valores de  $P_{As}$ .**

La longitud de correlación lateral, definida como la distancia horizontal de la función de autocorrelación del área que tiene el decaimiento más rápido al 37%, proporciona una medición directa de la uniformidad lateral de la corrugación superficial y tiene una relevancia significativa cuando la superficie presenta una textura periódica<sup>85,109</sup>. Los valores de  $\xi$  tomados perpendicularmente a la corrugación superficial de la muestra se presentan en las inserciones. Como se puede observar, su valor mínimo se encuentra a la  $P_{As}$  de  $4.5 \times 10^{-6}$  mbar, lo que indica que la uniformidad lateral de las matrices de superficie 1D es máxima. El autoensamblaje espontáneo de facetas en planos de alto índice que, por ejemplo, forma la ondulación superficial, está impulsado por factores termodinámicos y cinéticos<sup>110,111</sup>. El primero, la termodinámica, como se discute en<sup>111</sup>, está impulsado principalmente por interacciones anisótropas elásticas que están particularmente empleadas en los HIS. Por ejemplo, la energía libre superficial,  $F$ , de una superficie facetada por unidad de área proyectada es  $F = E_{\text{facetas}} + E_{\text{bordes}} + E_{\text{elástica}}$ . El primer término, la energía libre de las facetas, está relacionado con la configuración atómica de la superficie y la estructura de unión que, en particular para los sustratos de alto índice, da como

resultado facetas estables de gran área<sup>71</sup>. El segundo término, la energía de los bordes, está relacionada con la curvatura de capilaridad. Con el objetivo de calcular  $E_{\text{edges}}$  en la revisión sobre la formación espontánea de estructuras de escala nanométrica ordenadas periódicamente en superficies de cristal propuestas por Shchukin<sup>111</sup>, se considera la situación ideal donde la corrugación es simétrica.



*Figura 4.14 Imágenes SEM de las superficies de InAs/GaAs(2 2 1)B crecidas con  $P_{As}$  de (a)  $3.0$ , (b)  $4.5$  y (c)  $6.0 \times 10^{-6}$  mbar. Se observan QDHs a lo largo de la dirección  $[-1\ 1\ 0]$ . Los perfiles de ACF fueron tomados perpendicularmente a la ondulación de la superficie de la muestra y se muestran como las gráficas insertadas.*

En ese modelo, solo es necesario considerar un ángulo para definir el ápice de corrugación. Sin embargo, se ha demostrado experimentalmente que después de la aparición de los planos estables que forman un lado de la corrugación, el otro plano que lo completa, no es simétrico. Por lo tanto, se requiere un ángulo adicional para describir completamente  $E_{\text{edges}}$ . El tercer término, la energía elástica, relaciona una función de la deformación para una determinada configuración de la superficie y explica la particular simetría del tensor  $\tau_{ij}$ , la anisotropía elástica del cristal y otros efectos. Con respecto a los factores cinéticos inherentes al proceso de crecimiento no desequilibrado, se sabe que son de gran importancia durante la deposición por MBE. El crecimiento por la técnica de MBE está controlado por cinéticas particulares de difusión y nucleación que dependen de este hecho como nanoplantillas en HIS, la influencia de fuerte anisotropía de difusión superficial, la aparición de barreras de difusión Ehrlich-Schwoebel o agrupamiento escalonado se usa generalmente para explicar los mecanismos de formación de ondulaciones<sup>1-3,11,54</sup>.

## Capítulo 4

Sin embargo, en técnicas de crecimiento y/o deposición, mediante la manipulación de los parámetros de crecimiento y el medio ambiente se puede lograr cierto grado de control sobre el proceso de nucleación, control que puede ser parcialmente satisfecho por MBE, la relación entre la termodinámica de la superficie capa epitaxial y la cinética de los adatomos en la superficie puede reducirse. Por ejemplo, como se explicó anteriormente, la configuración de átomos y enlaces de superficie, que por ejemplo puede manejarse eligiendo la orientación apropiada de sustratos de índice alto, gobierna la mayor parte de la termodinámica, que está presente durante todo el proceso de crecimiento (es decir, generalmente el proceso de crecimiento MBE se realiza a temperatura fija del sustrato). En este escenario, los efectos de la cinética de la superficie no equilibrada se agregan mientras se produce el crecimiento. La cinética se puede ajustar mediante los parámetros de crecimiento apropiados elegidos relacionados con la migración, difusión y nucleación de los datos de superficie. En este caso, por ejemplo, se aumentó la razón entre los flujos del haz molecular As / Ga. El aumento en la migración de la superficie de los adatomos mediante la disminución de la tasa de flujo As / Ga se observa con frecuencia. En el caso de sustratos de alto índice, el aumento espontáneo de la longitud de migración de los adatomos en la superficie a lo largo de una dirección preferencial relacionada con la naturaleza anisotrópica del sustrato, promueve la formación de arreglos altamente ordenados<sup>116</sup>. Dado que la cantidad depositada de InAs es baja, 3.3 ML, el orden de las nanoestructuras 1D o QDHs debe haber ocurrido en una superficie ya corrugada, es decir, en un BL de GaAs facetada. Además, estos resultados indican que, a pesar de la tensión impuesta por el InAs, la corrugación de la superficie BL no se desvanece, por el contrario, actúa como nanoplantilla que puede utilizarse con éxito para la síntesis de QDHs.

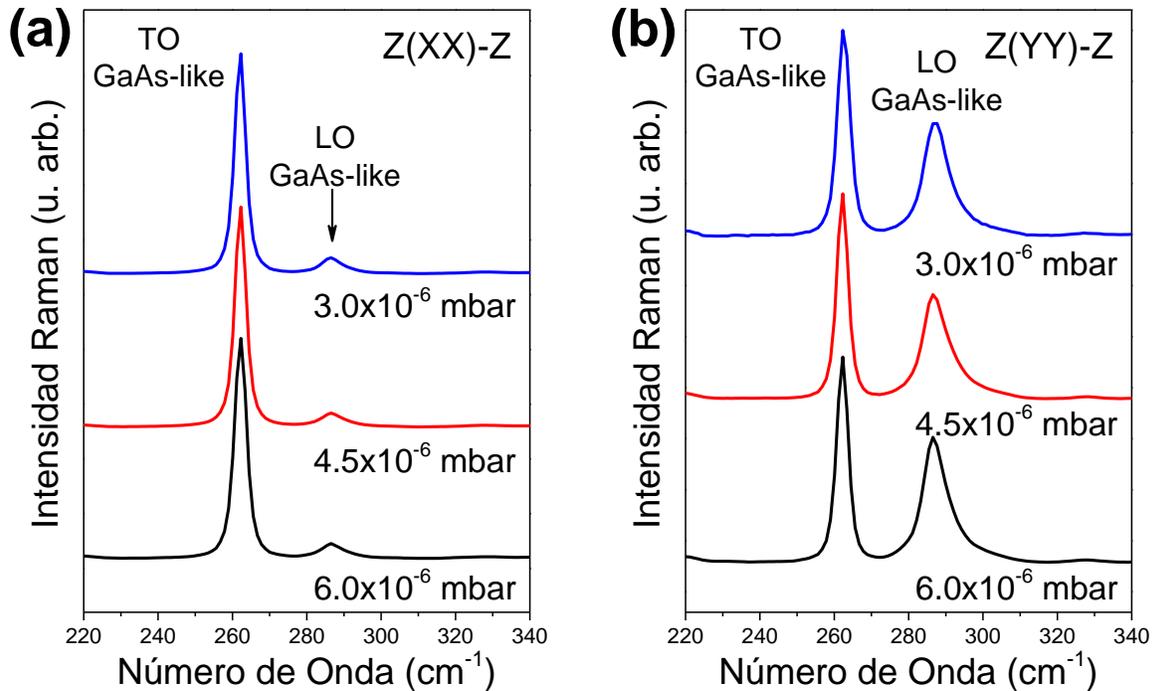
Para las muestras crecidas sobre la orientación (2 2 1)B se obtuvieron espectros de RS, los cuales se muestran en la **Figura 4.15** (a) y (b) para la configuración de polarización Z'(X'X')-Z' y Z'(Y'Y')-Z'. Todos los espectros mostraron dos modos de resonancia principales ubicados cerca de 262 y 287 cm<sup>-1</sup> relacionados con TO GaAs-like y LO GaAs-like, respectivamente. Para ambas configuraciones, la intensidad del modo TO, I<sub>TO</sub>, es mayor que la intensidad del modo LO, I<sub>LO</sub>. Además, al tomar la relación de intensidades  $\tau = I_{TO} / I_{LO}$ , se encuentra que esto es más grande para Z'(X'X')-Z' que para Z'(Y'Y')-Z', que es consistente con las reglas de selección de Raman descritas en la *Secc. 3.4*. Sin embargo, difieren ligeramente de los valores encontrados para los espectros Raman de un sustrato GaAs(2 2 1). Vale la pena comentar que en una cantidad de artículos, con frecuencia  $\tau$  se determina experimentalmente con la RS tanto para el sustrato como

## Capítulo 4

para las capas epitaxiales, y la desviación entre estos dos valores (sustrato y capas epitaxiales) se toma como una característica de mérito para evaluar la calidad cristalina de las películas. Como se observa en la **Figura 4.15**,  $\tau$  no muestra cambios significativos conforme  $P_{As}$  varía para las dos configuraciones de Raman.  $\tau$  alcanza su valor más alto (14) para la muestra crecida con  $P_{As} = 4.5 \times 10^{-6}$  mbar, que corresponde a la muestra que mantiene el mejor orden del arreglo 1D de InAs. Además de la calidad del cristal, se puede obtener más información a través del cambio en los espectros RS, por ejemplo el corrimiento en los modos vibracionales, que está relacionado con el estrés de la interfaz en la heteroestructura. El arreglo 1D de InAs, que resulta después de su deposición en las nanoplantillas de la superficie de GaAs, implica importantes consecuencias en la distribución del estrés. Por ejemplo, la distribución de deformación que se encuentra después del autoensamble de QDs de InAs en sustratos singulares, a pesar de que se ha informado algún grado de anisotropía en la forma (islas ligeramente alargadas), puede considerarse isotrópica para estos sistemas 0-dimensionales, en comparación con los sistemas 1D explorados en este trabajo. Por otro lado, en el crecimiento epitaxial de QDs en sustratos de alto índice, se encuentra que la forma de las nanoestructuras autoensambladas se rige por la estructura atómica de la superficie del sustrato, que determina la distribución de deformación en los QDs. El escenario para el autoensamble de QDH es un poco más complicado.

Como se discutió anteriormente sobre el crecimiento de MBE en sustratos de alto índice, se sabe que la superficie se rompe en planos estables que formarán el arreglo 1D de las facetas antes del crecimiento InAs. Las diversas facetas cristalinas se originan a través de un mecanismo de minimización de la energía libre de superficie, manteniendo la relación entre la forma del cristal y las energías libres de superficie expresadas en términos rigurosos por la construcción de Wulff<sup>117</sup>. Por lo tanto, la epitaxia de InAs sobre superficies estables de alto índice nos permite el crecimiento cristalino sin riesgo de que se produzca un nuevo facetamiento durante la deposición, y por lo tanto la formación de la capas de mojado de InAs con geometría de tiras es altamente probable. InAs / GaAs exhibe un desajuste de red de aproximadamente 7%, lo que genera tensiones mecánicas de compresión en la capa de InAs y tensión de tracción en la capa de GaAs cerca de la interfaz de la heteroestructura. Pero la tensión elástica de largo orden se ve afectada por la anisotropía en la geometría propia de la tira o franja del InAs depositado, lo que sugiere que la tensión será diferente a lo largo de la dirección perpendicular a los QDHs  $X = [1\ 1\ 0]$ , en comparación con  $Y = [1\ 1\ 4]$ , dirección paralela a los QDHs. Con el propósito de estudiar esto, se extrajeron mediante ajustes de

línea Lorentzianos los desplazamientos en longitud de onda de los picos en los espectros de la **Figura 4.15**.

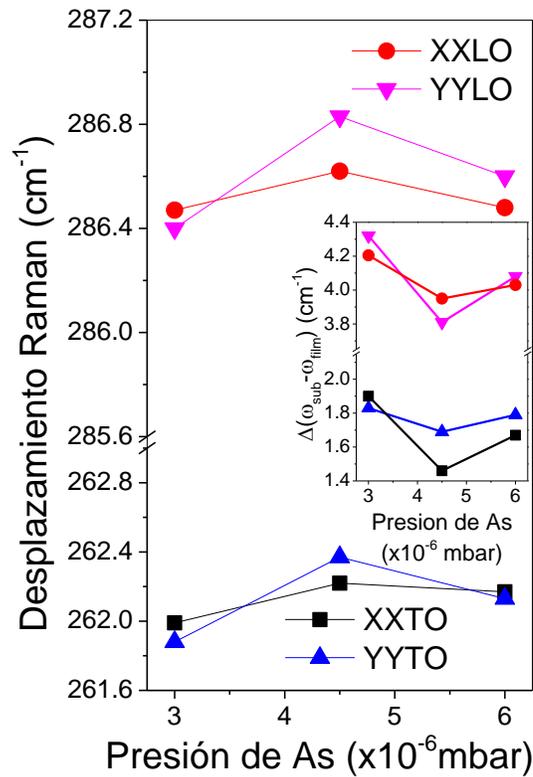


**Figura 4.15** Espectros Raman de las muestras  $\text{InAs}/\text{GaAs}(2\ 2\ 1)\text{B}$  tomados en las configuraciones (a)  $Z(XX)\text{-}Z$  y (b)  $Z(YY)\text{-}Z$ . Los espectros fueron desplazados verticalmente para clarificar el comportamiento con el cambio de  $P_{\text{As}}$ .

La RS polarizada del sustrato de  $\text{GaAs}(2\ 2\ 1)$  se tomó con fines de comparación eligiendo X e Y como se describió previamente, y para el cual no se esperan efectos de tensión ni confinamiento. En la **Figura 4.16**, se representan gráficamente los modos LO y TO determinados después de los ajustes Lorentzianos de los espectros de las muestras y la gráfica de inserción muestra la diferencia de desplazamiento entre el sustrato y las muestras con capas epitaxiales,  $\Delta\omega = \Delta(\omega_{\text{subs}} - \omega_{\text{film}})$ .

Los dos modos TO y LO de GaAs presentan cambios de número de onda, siendo más importantes para los modos LO, independientemente de la configuración RS y de  $P_{\text{As}}$ . En general se supone que el desplazamiento de longitud de onda  $\Delta\omega$  es la suma de dos contribuciones: debido al efecto de la tensión y al confinamiento  $\omega_c$ . El efecto de confinamiento causa un corrimiento de número de onda de los modos ópticos fonónicos hacia el rojo ( $\omega_c < 0$ ), pero la tensión de

compresión induce un desplazamiento hacia el azul ( $\omega_c > 0$ )<sup>118-121</sup>. Estos dos efectos, tensión y confinamiento, deben considerarse en el análisis de nuestras muestras.



*Figura 4.16 Frecuencia de los modos de resonancia Raman en función de  $P_{As}$ . La gráfica insertada muestra los cambios de frecuencia relativos al sustrato, medidos con las mismas configuraciones que las muestras.*

De acuerdo con el análisis de ACF de las imágenes SEM, **Figura 4.14**, la muestra crecida con  $P_{As} = 4.5 \times 10^{-6}$  mbar presenta el arreglo más uniforme de los QDHs de InAs, la cual asimismo mostró un ancho más estrecho, y en consecuencia se pueden esperar más efectos de confinamiento, lo que conduce a desplazamientos hacia el rojo de longitud de onda. Por el contrario, pueden esperarse efectos de confinamiento del InAs poco importantes para la muestra crecida a la presión más baja. Sin embargo, no pudieron resolverse claramente modos de InAs en nuestros espectros. Con respecto a la tensión, se ha reportado que bajo tensión de compresión uniaxial, los cambios de longitud de onda son diferentes para los modos transversal y longitudinal<sup>118</sup>, lo cual se corrobora

## Capítulo 4

en el recuadro de la **Figura 4.16** para ambas configuraciones de Raman. Los modos LO se desplazan aproximadamente  $4 \text{ cm}^{-1}$ , mientras que los modos TO solo  $1.7 \text{ cm}^{-1}$ .

Como es sabido, los desplazamientos de pico de Raman son lineales con el esfuerzo  $\sigma$ <sup>122-124</sup>, es decir  $\Delta\omega = a\sigma$  y  $\Delta\omega = b\sigma$  para el modo LO- y TO-, respectivamente. Los parámetros  $a$  y  $b$  dependen de las constantes fotónicas y elásticas. Observamos que la relación  $a/b$  es muy similar a la reportada por Puech et al. para un plano no singular de GaAs tensado uniaxialmente<sup>122</sup>. De acuerdo con esto, se esperan valores de tensión de tracción del orden de  $3.0 \times 10^{-3}$ . Dado que el autoensamble unidimensional a lo largo de la formación de las nanoplantillas es un fenómeno impulsado por tensión, se puede pensar que la superficie corrugada más uniforme de GaAs ha alcanzado el valor de tensión más bajo, punto en el que se han formado los planos estables. Las franjas de InAs depositadas por encima de los planos son largas y tienen un ancho uniforme y finito, lo que sugiere poco estrés, en comparación con las películas InAs que cubren grandes áreas debido al componente de deformación de largo orden durante los fenómenos de autoensamble. Esto está de acuerdo con la **Figura 4.16**, donde la muestra que presenta el mejor orden de corrugación 1D ( $P_{As} = 4.5 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ ) exhibe el desplazamiento más pequeño de los modos de resonancia de GaAs, relacionado con el esfuerzo de tracción de GaAs cerca de la interfaz de la heteroestructura.

---

---

# Conclusiones

---

---

Se han analizado los efectos que tienen los parámetros de crecimiento en la morfología y propiedades ópticas de nanoestructuras de InAs sintetizadas sobre superficies de GaAs de alto índice por la técnica de epitaxia de haces moleculares. Resumiremos los resultados y contribuciones del presente trabajo de tesis en dos secciones: 1) los cambios introducidos por la temperatura de la capa amortiguadora  $T_{BL}$  y 2) aquellos que resultaron de la variación de la presión equivalente del haz molecular de arsénico  $P_{As}$ .

1. **Resultados por cambios en  $T_{BL}$ .** Las propiedades de la superficie de la capa buffer de GaAs tiene importantes consecuencias en la nucleación de QDs de InAs, tales como
  - La difusión de los adátomos es dependiente de  $T_{BL}$  propiciando cambios en la morfología y densidad de los QDs de InAs/GaAs(1 0 0). En contraste, el cambio de  $T_{BL}$  en los sustratos anisotrópicos GaAs(6 3 1)A cambia notablemente la morfología de la superficie antes de la llegada de InAs, y como resultado su nucleación.
  - Aun cuando el aplanamiento superficial de GaAs puede haber ocurrido después de la deposición de InAs, la formación de terrazas en la superficie depende de  $T_{BL}$ , lo que indica que el estado de la superficie de GaAs tiene un efecto importante en la autoorganización de las nanoestructuras.

## Conclusiones

- Propusimos un modelo para estudiar la cinética del crecimiento durante el autoensamble de las nanoestructuras. Los ajustes son muy satisfactorios; existe gran concordancia entre los parámetros obtenidos mediante los ajustes a los patrones RHEED y las observaciones de AFM.
- Mediante PR se calcularon los campos eléctricos internos relacionados con la tensión en la interfaz InAs/GaAs(6 3 1)A. La corrugación superficial de escala nanométrica de BL reduce  $\varepsilon_{//}$  ya que se ha inducido otro mecanismo de nucleación de QDs.

### 2. Resultados por cambios en $P_{As}$ :

- La posibilidad de controlar los parámetros de crecimiento en MBE de InAs sobre GaAs, permite sintetizar nanoestructuras semiconductores de alta uniformidad, método que no ha sido demostrado por ninguna otra técnica de deposición.
- Se presentó un análisis del autoensamble y la autoorganización 1D de nanoestructuras de InAs en HIS de GaAs(2 2 1)B, (7 7 5)B y (6 3 1)A/B.
- Se observó BSD, se mencionó la evolución de los QDs a través de dos vías y su relación con la apariencia y configuración de los parámetros determinada por  $P_{As}$ .
- El cambio de la  $P_{As}$  sobre el coeficiente de pegado de Ga y en la longitud de difusión del In se ve reflejado en la evolución de los QDs.
- La morfología de los QDs es fuertemente dependiente del tipo de superficie, GaAs(6 3 1)A/B. En GaAs(6 3 1)A, aumentar  $P_{As}$  afectó principalmente la textura de la superficie, favoreciendo la difusión de los adátomos a lo largo de  $[-1\ 1\ 3]$ , promoviendo matrices 1D de QDs. Los QDs en muestras de tipo B mostraron formas alargadas, distribución de tamaño bimodal y una disminución en la altura a medida que aumenta la presión similar a lo observado en las muestras (4 1 1).
- Con respecto a las propiedades ópticas, las muestras sobre las superficies de GaAs(4 1 1)B y (6 3 1)B, con el incremento de  $P_{As}$  se observa un corrimiento hacia el azul que se relacionó con la reducción de altura de QDs, como se corroboró con AFM.
- $\xi$  es inversamente proporcional a la uniformidad 1D. La muestra sobre GaAs(2 2 1)B crecida a  $P_{As} = 4.5 \times 10^{-6}$  mbar presenta la mayor uniformidad, en este punto, los modos de fonón de los espectros Raman polarizados mostraron pequeños desplazamientos hacia el rojo, lo que sugiere tensión de tracción en GaAs.

---

---

# Bibliografía

---

---

- 1 H. Liu, T. Wang, Q. Jiang, R. Hogg, F. Tutu, F. Pozzi and A. Seeds “Long-wavelength InAs/GaAs quantum-dot laser diode monolithically grown on Ge substrate,” *Nature Photonics*, 5, 416 (2011).
- 2 I. J. Luxmoore, R. Toro, O. Del Pozo-Zamudi, N. A. Wasley, E. A. Chekhovich, A. M. Sanchez, R. Beanland, A. M. Fox, M. S. Skolnick, H. Y. Liu and A. I. Tartakovskii. “III-V quantum light source and cavity-QED on silicon,” *Scientific Reports*, 3, 1239 (2013).
- 3 Y. Liu, B. Liang, Q. Guo, S. Wang, G. Fu, N. Fu, Z. M Wang, Y. I Mazur, and G. J Salamo “Electronic Coupling in Nanoscale InAs/GaAs Quantum Dot Pairs Separated by a Thin Ga(Al)As Spacer”. *Nanoscale Res Lett.* 10, 271 (2015).
- 4 A. Pulzara-Mora, E. Cruz-Hernández, J. S. Rojas-Ramírez, V. H. Méndez- García, and M. López-López, *Microelectronics J.* 39, 1248 (2008).
- 5 A. Gushterov, L. Lingys, J.P. Reithmaier, Control of dot geometry and photoluminescence linewidth of InGaAs/GaAs quantum dots by growth conditions, *J. Cryst. Growth* 311 (2009) 1783.
- 6 G. Y. Zhou, Y. H. Chen, C. G. Tang, L. Y. Liang, P. Jin, and Z. G. Wang, *J. Appl. Phys.* 108, 083513 (2010).

## *Bibliografía*

- 7 E. Placidi, F. Arciprete, M. Fanfoni, F. Patella, E. Orsini, A. Balzarotti, *InAs / GaAs(001) epitaxy: kinetic effects in the two-dimensional to three-dimensional transition*, *J. Phys.: Condens. Matter* 19 (2007) 225006.
- 8 M. D. Kim, T. W. Kim y Y. D. Woo, *Dependence of the growth modes and the surface morphologies on the As/In ratio and the substrate temperature in InAs/GaAs nanostructures*, *J. Cryst. Growth* 265 (2004) 41.
- 9 E. Cruz-Hernández, S. Shimomura, and V. H. Méndez-García, *Appl. Phys. Lett.* 101, 073112 (2012).
- 10 G. Garcia-Liñan, E. Cruz-Hernández, D. Vázquez-Cortes, E. López-Luna, V. H. Méndez-García, M. López-López, J. Hernandez-Rosas, and L. Zamora-Peredo, *J. Vac. Sci. Technol. B* 28, C3C15 (2010).
- 11 X.L. Li <sup>a,b</sup>, C.X. Wang <sup>b</sup>, G.W. Yang. “*Thermodynamic theory of growth of nanostructures*”, *Progress in Materials Science* 64, 121 (2014).
- 12 C. Gilfert, V. Ivanov, N. Oehl, M. Yacob, and J. P. Reithmaier, *Appl. Phys. Lett.* 98, 201102 (2011).
- 13 N. T. Yeh, W. S. Liu, S. H. Chen, P. C. Chiu, and J. I. Chyi, *Appl. Phys. Lett.* 80, 535 (2002).
- 14 E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and W. Sibbett, *Nat. Photonics* 1, 395 (2007).
- 15 U. Keller, *Nature* 424, 831 (2003).
- 16 Z. Y. Zhang, R. A. Hogg, X. Q. Lv, and Z. G. Wang, *Adv. Opt. Photonics* 2, 201 (2010).
- 17 M. Sugawara, M. Usami, *Quantum dot devices: handling the heat*, *Nat. Photon.* 3 (2009) 30.
- 18 J. Wu, S. Ma, J. Sun, J. I. Gold, C. S. Tiwary, B. Kim, L. Zhu, N. Chopra, I. N. Odeh, R. Vajtai, A. Z. Yu, R. Luo, J. Lou, G. Ding, P. J. A. Kenis y P. M. Ajayan, “*A metal-free electrocatalyst for carbon dioxide reduction to multi-carbon hydrocarbons and oxygenates*”, *Nat. Commun.* 7, 13869 (2016).
- 19 C. M. Courtney, S. M. Goodman, J. A. McDaniel, N. E. Madinger, A. Chatterjee y P. Nagpal, “*Photoexcited quantum dots for killing multidrug-resistant bacteria*”, *Nat. Mater.* 15, 529 (2016).
- 20 H. McDaniel, N. Fuke, N. S. Makarov, J. M. Pietryga y V. I. Klimov, “*An integrated approach to realizing high-performance liquid-junction quantum dot sensitized solar cells*”, *Nat. Commun.* 4, 3887 (2013).

## *Bibliografía*

- 21 T. S. Sreeprasad, A. A. Rodriguez, J. Colston, A. Graham, E. Shishkin, V. Pallem y V. Berry, “Electron-Tunneling Modulation in Percolating Network of Graphene Quantum Dots: Fabrication, Phenomenological Understanding, and Humidity/Pressure Sensing Applications”, *Nano Lett.* 4, 1757 (2013).
- 22 M. Fang, C. W. Peng, D. W. Pang y Y. Li, “Quantum Dots for Cancer Research: Current Status, Remaining Issues, and Future Perspectives”, *Cancer. Biol. Med.* 9, 151 (2012).
- 23 Ł. Dusanowski, P. Mrowiński, M. Syperek, J. Misiewicz, A. Somers, S. Höfling, J. P. Reithmaier y G. Sęk, “Confinement regime in self-assembled InAs/InAlGaAs/InP quantum dashes determined from exciton and biexciton recombination kinetics”, *Appl. Phys. Lett.* 111, 253106 (2017).
- 24 R. Raussendorf y J. Harrington, “Fault-Tolerant Quantum Computation with High Threshold in Two Dimensions”, *Phys. Rev. Lett.* 98, 190504 (2007).
- 25 S. Ridene, “Novel T-shaped GaSb/InAsN quantum wire for mid-infrared laser applications”, *Phys. Lett. A* 381, 3324 (2017).
- 26 C. Liu, Y. K. Ooi, S. M. Islam, H. G. Xing, D. Jena y J. Zhang, “234 nm and 246 nm AlN-Delta-GaN quantum well deep ultraviolet light-emitting diodes”, *Appl. Phys. Lett.* 112, 011101 (2018).
- 27 M. Kneissl y J. Rass, “III-Nitride Ultraviolet Emitters: Technology and Applications”, Springer International Publishing, (2016).
- 28 H. Hirayama, N. Maeda, S. Fujikawa, S. Toyoda y N. Kamata, “Recent progress and future prospects of AlGaIn-based high-efficiency deep-ultraviolet light-emitting diodes”, *Jpn. J. Appl. Phys.* 53, 100209 (2014).
- 29 M. Kneissl, T. Kolbe, C. Chua, V. Kueller, N. Lobo, J. Stellmach, A. Knauer, H. Rodriguez, S. Einfeldt, Z. Yang, N. M. Johnson y M. Weyers, “Advances in group III-nitride-based deep UV light-emitting diode technology”, *Semicond. Sci. Technol.* 26, 014036 (2011).
- 30 S. Vilhunen, H. Särkkä y M. Sillanpää, “Ultraviolet light-emitting diodes in water disinfection”, *Environ. Sci. Pollut. Res.* 16, 439 (2009).
- 31 E. H. C. Parker: *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press, Nueva York (1985).
- 32 A. Cho, *J. Vac. Sci. Tech.* 8 (1971) S31.
- 33 A. Cho, J. Arthur: *Prog. Solid-State Chem.* 10 (1975) 157.

## *Bibliografía*

- 34 M.A. Herman, H. Sitter: *Molecular Beam Epitaxy*, Springer-Berlag Berlin Heidelberg (1989).
- 35 J.E. Mahan, K.M. Geib, G.Y. Robinson y R.G. Long: *J. Vac. Sci. and Technol. A* 8 (1990) 3692.
- 36 T. Block, K. Eyink, D. Neikirk, B. Streetman: *SPIE Proceedings, Epitaxial Growth Processes*, 2140 (1994) 10.
- 37 J. Neave, B. Joyce, P. Dobson, N. Norton: *Appl. Phys. A*, 31 (1983) 1.
- 38 P. Cohen, P. Pukite, J. van Hove, C. Lent, *J. Vac. Sci. Tech. B*, 3 (1986) 1251.
- 39 G. Binnig, C.F. Quate y Ch. Gerger., *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 930.
- 40 L. Pavesi y M. Guzzi, *J. Appl. Phys.* 75 (1994) 4779.
- 41 D. E. Aspnes, A. Studna: *Appl. Phys. Rev. B* 7 (1973) 4605.
- 42 V.H. Méndez García, L. Zamora, A. Lastras-Martínez, N. Saucedo, A. Guillén, Z. Rivera, J. Huerta, M. Meléndez, F. Hernández, M. López: *J. Vac. Sci. Tech.*, vol. B20, 1238, (2002).
- 43 H. Shen, M. Dutta: *J. Appl. Phys.*, Vol. 78, No. 4 (1994).
- 44 A. R. Goñi, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. M. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “Onedimensional plasmon dispersion and dispersionless intersubband excitations in GaAs quantum wires” *Phys. Rev. Lett.* 67, 3298 (1991).
- 45 M. Zunke, R. Schorer, G. Abstreiter, W. Klein, G. Weimann, and M. P. Chamberlain, *Solid State Commun.* 93, 847 (1995).
- 46 B. A. Weinstein and G. J. Piermarini, “Raman scattering and phonon dispersion in Si and GaP at very high pressure” *Phys. Rev. B* 12, 1172 (1975).
- 47 I. Zardo, S. Conesa-Boj, F. Peiro, J. R. Morante, J. Arbiol, E. Uccelli, G. Abstreiter, and A. Fontcuberta I. Morral. “Raman spectroscopy of wurtzite and zinc-blende GaAs nanowires: Polarization dependence, selection rules, and strain effects”, *PHYSICAL REVIEW B* 80, 245324 (2009).
- 48 W. Lei, Y.H. Chen, B. Xu, X.L. Ye, Y. P. Zeng and Z. G. Wang. “Raman study on self-assembled InAs/InAlAs/InP(001) quantum wires”. *PHYSICAL REVIEW B* 80, 245324 (2009).
- 49 T. Angelova, . Cros, . Cantarero, . Fuster, . on le , and L. on le . “Raman study of selfassembled InAs/InP quantum wire stacks with varying spacer thickness”, *Journal Of Applied Physics* 104, 033523 (2008).
- 50 E. Cruz-Hernández, A. Pulzara-Mora, J. Rojas-Ramírez, R. Contreras-Guerrero, D. Vazquez, A.G. Rodríguez, V.H. Méndez-García, M. López-López “Study of the GaAs MBE growth on

## *Bibliografía*

- (6 3 1)-oriented substrates by Raman spectroscopy”, *Journal of Crystal Growth*, Vol 301-302 (2007).
- 51 R. Gupta, Q. Xiong, G. D. Mahan, and P. C. Eklund, “Surface Optical Phonons in Gallium Phosphide Nanowires” *Nano Lett.* 3, 1745 (2003).
- 52 R. Krahn, G. Chilla, C. Schuller, L. Carbone, S. Kudera, G. Mannarini, L. Manna, D. Heitmann, and R. Cingolani, “Confinement Effects on Optical Phonons in Polar Tetrapod Nanocrystals Detected by Resonant Inelastic Light Scattering” *Nano Lett.* 6, 478 (2006).
- 53 K. W. Adu, Q. Xiong, H. R. Gutierrez, G. Chen, and P. C. Eklund, “Raman scattering as a probe of phonon confinement and surface optical modes in semiconducting nanowires” *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* 85, 287 (2006).
- 54 K. W. Adu, H. R. Gutierrez, U. J. Kim, G. U. Sumanasekera, P. C. Eklund, *Nano Letters* 5, 409 (2005).
- 55 L. I. Espinosa-Vega, M. A. Vidal-Borbolla, Á. G. Rodríguez-Vázquez, I. E. Cortes-Mestizo, E. Cruz-Hernández, V. H. Méndez-García, S. Shimomura and D. Vázquez-Cortés “Structural characterization of AlGaAs:Si/GaAs(6 3 1) heterostructures as a function of As pressure”, *J. Vac. Sci. Technol. B* 34, 02L119 (2016).
- 56 S. Adachi: *J. Appl. Phys.*, 58 (1985) R1.
- 57 K. Alavi, R. L. Aggarwal, S.H. Groves, *J. Magn. y Magn. Mater: Netherlands*, 11 (1979) 136.
- 58 K. Alavi, R. L. Aggarwal, S. H. Groves: *Phys. Rev. B*, 22 (1980) 1311.
- 59 S. Adachi: *Physical Properties of III-V Compounds: InP, InAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*, J. Wiley and Sons, New York (1992).
- 60 J. Harris, B. Joyce, P. Dobson: *Surf. Sci.* 103 (1981) L90.
- 61 L. Esaki y R. Tsu: *J. Res. Develop*, 14 (1970) 61.
- 62 C Weisbuch: *Semiconductors and Semimetals*, Academic Press, New York, 24 (1987).
- 63 G. Bastard: *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, Editorial Halsted Press, 1998.
- 64 M.A. Haase, J. Qiu, J. M. DePuydt y H. Cheng: *Appl. Phys. Lett.* 59 (1991)1272.
- 65 A. Y. Cho, R.W. Dixon, A.C. Casey, Jr., y R.L. Hartman: *Appl. Phys. Lett.* 28 (1976) 501.
- 66 Y. Arakawa y H. Sakaki: *Appl. Phys. Lett.* 40 (1982) 939.
- 67 M. Suguwara: *Self-assembled InGaAs/GaAs quantum dots*, *Semiconductors and Semimetals* 60, Academic Press.

## *Bibliografía*

- 68 P. Y. Yu, M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties. Third Ed.* Springer, Berlin, 2005.
- 69 L.I. Espinosa-Vega, E. Eugenio-López, J. M. Gutiérrez-Hernández, A. Yu. Gorbachev, S. Shimomura y Victor H. Méndez-García, “Strain and Anisotropy Effects Studied in InAs / GaAs(2 2 1) Quantum Dashes by Raman Spectroscopy”, *J. Cryst. Growth* 477, 212 (2017).
- 70 J. S. Lee, K. Nishi, and Y. Masumoto, *J. Cryst. Growth* 221, 586-591, (2000).
- 71 T. Sugaya, T. Amano, and K. Komori, *J. Appl. Phys.* 104, 083106 (2008).
- 72 B. Bansal, M. R. Gokhale, A Bhattacharya, and B. M. Arora, *J. Appl. Phys.* 101, 094303 (2007).
- 73 Y. J. Yu, I. T. Jeong, J. C. Woo, and W. Jhe, *Appl. Phys. Lett.* 87, 143108 (2005).
- 74 L. Hu, and H Wu, *Phys. Status Solidi A* 210, 1726 (2013).
- 75 T. Ohachi, J. M. Feng, K. Asai, M. Uwani, M. Tateuchi, P. O. Vaccaro, and K. Fujita, *Microelectron. J.* 30, 471 (1999).
- 76 F. Grosse, W.Barvosa-Carter, J. Zinck, M. Wheeler, and M. F. Gyure, *Phys. Rev. Lett.* 89, 116102 (2002).
- 77 W. Rudno-Rudziski, G. Sek, J. Misiewicz, T.E. Lamas, A.A. Quivy, *The formation of self-assembled InAs/GaAs quantum dots emitting at 1.3  $\mu\text{m}$  followed by photoreflectance spectroscopy*, *J. Appl. Phys.* 101 (2007) 073518.
- 78 L. Fernández, M. Löffler, J. Cordon, J.E. Ortega, *Self-assembly of silicide quantum dot arrays on stepped silicon surfaces by reactive epitaxy*, *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007) 263106.
- 79 J.E. Boschker, T. Tybell, *Qualitative determination of surface roughness by in situ reflection high energy electron diffraction*, *Appl. Phys. Lett.* 100 (2012) 151604.
- 80 A. Fleet, D. Dale, A.R. Woll, Y. Suzuki, J.D. Brock, *Multiple time scales in diffraction measurements of diffusive surface relaxation*, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 055508.
- 81 J. Wu, P. Jin, *Self-assembly of InAs quantum dots on GaAs(001) by molecular beam epitaxy*, *Front. Phys.* 10 (2015) 108101.
- 82 V.P. Evtikhiev, V.E. Tokranov, A.K. Kryzhanovskii, A.M. Boiko, R.A. Suris, A.N. Titkov, A. Nakamura, M. Ichida, *Growth of InAs quantum dots on vicinal GaAs(001) surfaces misoriented in the [010] direction*, *Semiconductors* 32 (1998) 765.
- 83 V.P. Evtikhiev, A.M. Boiko, I.V. Kudryashov, A.K. Kryganovskii, R.A. Suris, A.N. Titkov, V.E. Tokranov, *Control of density, size and size uniformity of MBE grown InAs quantum dots by means of substrate misorientation*, *Semicond. Sci. Technol.* 17 (2002) 545.

## *Bibliografia*

- 84 K. Jacobi, L. Geelhaar, J. Márquez, *Structure of high-index GaAs surfaces – the discovery of the stable GaAs(2 5 11) surface*, *Appl. Phys. A* 75 (2002) 113.
- 85 S. Sanguinetti, G. Chiantoni, A. Miotto, E. Grilli, M. Guzzi, M. Henini, A. Polimeni, A. Patané, L. Eaves, P.C. Main, *Self-assembling of In(Ga)As/GaAs quantum dots on (N11) substrates: the (311)A case*, *Micron* 3 (2000) 309.
- 86 S. Sanguinetti, G. Chiantoni, E. Grilli, M. Guzzi, M. Henini, A. Polimeni, A. Patané, L. Eaves, P.C. Main, *3D island nucleation behaviour on high index substrates*, *Mater. Sci. Eng. B* 74 (2000) 239.
- 87 I. Daruka, A.L. Barabási, *Dislocation-free island formation in heteroepitaxial growth: a study at equilibrium*, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 3708.
- 88 V.R. Yazdanpanah, Z.M. Wang, G.J. Salamo, *Highly anisotropic morphologies of GaAs(331) surfaces*, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) 1766.
- 89 Z.M. Wang, L. Däweritz, K.H. Ploog, *Controllable step bunching induced by Si deposition on the vicinal GaAs(001) surface*, *Surf. Sci.* 459 (2000) L482.
- 90 M. Masuda, T. Nishinaga, *Macrostep formation and growth condition dependence in MBE of GaAs on GaAs(1 1 1)B vicinal surface*, *J. Cryst. Growth* 198/199 (1999) 1098.
- 91 M. Yamamoto, M. Higashiwaki, S. Shimomura, N. Sano, S. Hiyamizu, *Surface corrugation of GaAs layers grown on (7 7 5)B-oriented GaAs substrates by molecular beam epitaxy*, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36 (1997) 6285.
- 92 M. Ilg, R. Notzel, K.H. Ploog, M. Hohenstein, *Morphology transformations of GaAs high-index surfaces during the initial stages of strained-layer overgrowth*, *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 1472.
- 93 T. Suzuki, Y. Temko, M.C. Xu, K. Jacobi, *Surface morphology and structure of the bare and InAs-covered GaAs(-3 -1 -5)B surface*, *Surf. Sci.* 548 (2004) 333.
- 94 M. Henini, S. Sanguinetti, S.C. Fortina, E. Grilli, M. Guzzi, G. Panzarini, L.C. Andreani, M.D. Upward, P. Moriarty, P.H. Beton, L. Eaves, *Optical anisotropy in arrow-shaped InAs quantum dots*, *Phys. Rev. B* 57 (1998) R6815.
- 95 T. Suzuki, Y. Temko, M.C. Xu, K. Jacobi, *Lattice defects in InAs quantum dots on the GaAs(-3 -1 -5)B surface*, *Phys. Rev. B* 69 (2004) 235302.

## *Bibliografía*

- 96 S. Sanguinetti, G. Chiantoni, E. Grilli, M. Guzzi, M. Henini, A. Polimeni, A. Patané, L. Eaves, P.C. Main, *Substrate orientation dependence of island nucleation critical thickness in strained heterostructures*, *Europhys. Lett.* 47 (1999) 701.
- 97 M.C. Xu, Y. Temko, T. Suzuki, K. Jacobi, *Mature InAs quantum dots on the GaAs(114)A Surface*, *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 2283.
- 98 Y. Temko, T. Suzuki, M.C. Xu, K. Jacobi, *InAs quantum dots on the GaAs(-5 -2 -11) B surface*, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 3680.
- 99 T. Suzuki, Y. Temko, K. Jacobi, *Shape of InAs quantum dots grown on the GaAs(-1 -1 -3) B surface*, *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002) 4744.
- 100 M. Bennour, F. Saidi, L. Bouzaiene, L. Sfaxi, H. Maaref, *Effects of growth conditions on the formation of self-assembled InAs quantum dots grown on (1 1 5) A GaAs substrate*, *Physica E* 50 (2013) 83.
- 101 J.S. Kim, *Temperature behavior of Franz-Keldysh oscillation and evaluation of interface electric fields attributed to strain effect of InAs/GaAs quantum dot, current*, *Appl. Phys.* 17 (2017) 31.
- 102 E.A. Caridi, T.Y. Chang, K.W. Goossen, L.F. Eastman, *Direct demonstration of a misfit strain-generated electric field in a [111] growth axis zinc-blende heterostructure*, *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990) 659.
- 103 H. Shen, M. Dutta, *Franz–Keldysh oscillations in modulation spectroscopy*, *J. Appl. Phys.* 78 (1995) 2151.
- 104 A.E. Romanov, T.J. Baker, S. Nakamura, J.S. Speck, *Strain-induced polarization in wurtzite III-nitride semipolar layers*, *J. Appl. Phys.* 100 (2006) 023522.
- 105 H. P. Schönherr, J. Fricke, Z. Niu, K. J. Friedland, R. Nötzel, and K. H. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* 72, 566 (1998).
- 106 R. Méndez-Camacho, V. H. Méndez-García, M. López-López, and E. Cruz- Hernández, *AIP Adv.* 6, 065023 (2016).
- 107 D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars, and P. M. Petroff, *Appl. Phys. Lett.* 63, 3203 (1993).
- 108 M. López-López, E. Cruz-Hernández, I. Martínez-Velis, J. Rojas-Ramírez, M. Ramírez-López, A. Pulzara-Mora, and J. Hernández-Rosas, *AIP Conf. Proc.* 960, 210 (2007).
- 109 D. J. Chadi, *Phys. Rev. B* 29, 785 (1984).

## *Bibliografía*

- 110 B. L. Liang, Zh. M. Wang, Yu. I. Mazur, V. V. Strelchuck, K. Holmes, J. H. Lee, and G. J. Salamo, *Nanotechnology* 17, 2736 (2006).
- 111 W. Jiang, H. Xu, B. Xu, W. Zhou, Q. Gong, D. Ding, J. Liang, and Z. Wang, *J. Vac. Sci. Technol. B* 19, 197 (2001).
- 112 F. Saidi, L. Bouzaiène, L. Sfaxi, and H. Maaref, *J. Lumin.* 132, 289 (2012).
- 113 Y. C. Zhang, C. J. Huang, F. Q. Liu, B. Xu, J. Wu, Y. H. Chen, D. Ding, W. H. Jiang, X. L. Ye, and Z. G. Wang, *J. Appl. Phys.* 90, 1973 (2001).
- 114 L. M. Kong, J. F. Cai, Z. Y. Wu, Z. Gong, Z. C. Niu, and Z. C. Feng, *Thin Solid Films* 498, 188 (2006).
- 115 Yu. I. Mazur, X. Wang, Z. M. Wang, G. J. Salamo, M. Xiao, and H. Kissel, *Appl. Phys. Lett.* 81, 2469 (2002).
- 116 D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, G.A. Ljubas, V. V. Bolotov, V. A. Volodin, M. D. Efremov, V. V. Preobrazhenskii, B. R. Semyagin, I. P. Soshnikov, "Optical properties of InAs quantum dots in a Si matrix". *Appl. Phys. Lett.* 8, 1080 (2002).
- 117 Herring, *In Structure and Properties of Solid Surfaces*. Edits. Gromer & Smith University Press: Chicago, pp. 5–72 (1953).
- 118 F. Cerdeira, C. J. Buchenauer, F. H. Pollak, M. Cardona, "Stress-Induced Shifts of First-Order Raman Frequencies of Diamond- and Zinc-Blende-Type Semiconductors" *Phys. Rev. B*, 5, 580 (1972).
- 119 Yu. A. Pusep, G. Zanelatto, S. W. da Silva, J. C. Galzerani, P. P. Gonzalez-Borrero, A. I. Toropov, P. Basmaji, *Phys.* "Raman study of interface modes subjected to strain in In s/ a s self-assembled quantum dots" *Rev. B*, 58, R 1770 (1998).
- 120 G. Scamarcio, O. Brandt, L. Tapfer, D. J. Mowbray, M. Cardona, K. Ploog, "Structural And Vibrational Properties Of (InAs) M (GaAs) N Strained Superlattices Grown By Molecular Beam Epitaxy". *Appl. Phys.*, 69, 786 (1991).
- 121 D. A. Tenne, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, D. R. T. Zahn, "Resonant Raman scattering in nanostructures with In a s/ l s quantum dots" *Physica E* 13, 199 (2002).
- 122 P. Puech, F. Demangeot, P.S.Pizani, S. Wey, *J. Mat. Res.*, 18, 1474 (2003).
- 123 A. M. Ardila, O. Martínez, M. Avella, J. Jiménez, B. Gérard, J. Napierala and E. Gil-Lafon, *J. Appl. Phys.* 91, 5045 (2002).

## *Bibliografia*

124 T. Nishioka , Y. Shinoda , and Y. Ohmachi, *J. Appl. Phys.*, 57 , 276 (1985).