Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Facultad de Ciencias

Crecimiento y caracterización de Microcavidades Ópticas

Tesis

Que para obtener el grado de

Maestro en Ciencias Aplicadas

PRESENTA

Oscar Ruiz Cigarrillo

Asesores de Tesis:

Dr. Edgar Armando Cerda Méndez

Dr. Luis Felipe Lastras Martínez

San Luis Potosí,S.L.P. México

Agosto 2017

Crecimiento y caracterización de microcavidades ópticas

Resumen:

En esta tesis se muestran los resultados obtenidos en el crecimiento y caracterización de microcavidades ópticas. En la primera parte de esta tesis se muestran los aspectos fundamentales de estas estructuras, así como los fenómenos de la interacción luz-materia que se pueden llevar a cabo en éstas. En la segunda parte se describe detalladamente el diseño y la composición de las microcavidades crecidas. Además se muestran y se describen los arreglos experimentales utilizados para la caracterización óptica. Finalmente se presentan los resultados de los crecimientos realizados y la caracterización de los mismos.

A mis padres Rosalba y Alberto

A mis hermanos Daniela, Ángel y José

A mi compañera de vida Gaby

Agradecimientos

Agradezco al Dr. Edgar Cerda por todo el apoyo, la confianza, los consejos, discusiones ("los regaños") y sobre todo los conocimientos que me ha brindado a lo largo de este trabajo. Aprecio el trato y la forma con la que me ha guiado en estos primeros pasos de mi formación científica.

Al Dr. Luis Felipe Lastras por el apoyo, la confianza, la asesoría y sobre todo el conocimiento que me ha brindado. Le agradezco los consejos y la disposición que siempre ha tenido para conmigo.

Al Dr. Alfonso Lastras Martínez por todo el apoyo, los consejos y todas las facilidades para llevar a cabo este trabajo de Tesis.

Al Dr. Raul Balderas por la amistad, los consejos, el apoyo y sobre todo los conocimientos que me ha brindado. Le agradezco las discusiones de todos los Nature, PRL, APL, IOP y de todos los libros a lo largo de este tiempo.

Al Dr. José Manuel Flores Camacho por la enseñanza, la disposición y los consejos que me ha brindado los cuales han sido de mucha importancia para mi formación.

Agradezco al Dr. Jorge Ortega Gallegos, al MC José Guadalupe Santiago Garcia, al Ing. Francisco Ramirez Jacobo, al Dr. Oscar Nuñez y al Dr. David Ariza Flores, por todo el apoyo, los consejos y sobre todo la atención brindada durante los crecimientos realizados en este trabajo.

A la Lic. Karla Marely Ortega González, a la Ing. Liliana del Carmen Mendoza Tello y a la Lic. María Guadalupe Carrizales Aguilar, por el apoyo, la confianza, amistad y sobre todo por su excelente servicio.

A todo el personal del IICO por el excelente servicio y atenciones brindadas durante toda mi estancia en el instituto.

A mis amigos Abril, Ana y Nico ("buen hombre"), por todo el apoyo, las charlas, las discusiones, por todos los momentos divertidos y sobre todo por los sabios consejos que me han brindado.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca otorgada durante el desarrollo de éste proyecto de tesis de Maestría.

Gracias infinitas a mis padres Rosalba Cigarrillo Ramírez y Alberto Ruiz Hurtado, por todo el amor, la paciencia y sobre todo por creer siempre en mi. Gracias por alentarme a seguir mis sueños, por enseñarme el valor de la responsabilidad y sobre todo por enseñarme a trabajar día con día para cumplir mis metas. Gracias a mis hermanos Daniela, Ángel y José, por todo su amor, apoyo y sobre todo por soportar mi forma de amarlos.

Finalmente y de manera muy especial agradezco a mi compañera de vida, mi compañera de mil batallas Gabriela Flores Rangel, por todo el apoyo, el amor, la confianza y sobre todo por estar conmigo en las batallas mas épicas de mi vida. Gracias a la familia Flores Rangel por el apoyo y la confianza que siempre me han brindado. En este mismo agradecimiento y sin olvidar mi promesa para con Gaby, agradezco al señor Freddie Mercury, por acompañarnos con sus majestuosas melodías al realizar las tareas, proyectos y trabajo experimental realizados a lo largo de la maestría.

Índice general

Agradecimientos III

Índice de figuras VI

Índice de tablas IX

1 Introducción **1**
- 1.1 Microcavidades . . . 2
- 1.2 Propiedades Ópticas . . . 4
- 1.3 Polaritones de Microcavidad . . . 6
  - 1.3.1 Excitones en Pozos Cuánticos . . . 6
  - 1.3.2 Fotones confinados en una microcavidad . . . 9
  - 1.3.3 Acople Fuerte . . . 12
  - 1.3.4 Modelo Dispersión Lineal . . . 14

2 Diseño de la Muestra y Técnicas Experimentales **16**
- 2.1 Diseño de la Microcavidad . . . 17
  - 2.1.1 Contraste en Índice de Refracción Materiales **III − V** . . . 17
  - 2.1.2 Diseño de la MC . . . 18
- 2.2 Técnica de Crecimiento Epitaxial por Haces Moleculares . . . 20
- 2.3 Caracterización Óptica in-situ . . . 21
- 2.4 Caracterización Óptica ex-situ . . . 22

3 Resultados **24**
- 3.1 Primer Crecimiento . . . 25
  - 3.1.1 Primera Sesión . . . 25
  - 3.1.2 Segunda Sesión . . . 27
- 3.2 Segundo Crecimiento . . . 28
  - 3.2.1 Primera Sesión: DBR Inferior . . . 30
  - 3.2.2 Segunda Sesión: Cavidad + Espejo Superior. . . . 33
  - 3.2.3 Análisis SEM . . . 36
  - 3.2.4 Mediciones a baja temperatura (T=15K) . . . 38

4 Conclusiones **41**

A Apéndice **43**
- A.1 Matrices de Transferencia . . . 44
  - A.1.1 Formulación para un sistema multicapas . . . 46

Bibliografía **49**

Índice de figuras

1.1. (a) Esquema representativo del acople débil, en el cual un excitón en un pozo cuántico se acopla a un continuo de modos fotónicos produciendo un decaimiento radiativo de los excitones. (b) Esquema representativo del acople fuerte, donde un excitón un pozo cuántico embebido en una microcavidad (MC) se acopla a un modo fotónico bien definido.[1,2] 2

1.2. Estructura típica de una microcavidad $\lambda_0/2$ donde λ_0 es la longitud de onda a la cual esta centrada la MC. La MC esta constituida por un espejo distribuido de Bragg inferior (DBR) de 25 pares de capas $Al_xGa_{(1-x)}As/Al_{(1-x)}Ga(x)As$, la zona activa esta compuesta por pozos cuánticos (PCu) de GaAs y barreras de AlAs y finalmente el espejo de Bragg distribuido superior se compone de 25 pares de capas $Al_xGa(1-x)As/Al_{1-x}Ga(x)As$. 3

1.3. (a)Gráfica de la reflectividad en función del número de pares. (b) Reflectividad calculada utilizando el método de matrices de transferencia para DBRs con diferente número de pares. 5

1.4. Esquema representativo del acople entre el campo eléctrico (radiación) y el excitón (materia). 6

1.5. Representación del excitón como una imagen de dos partículas.[3] . 7

1.6. Momento planar en la cavidad[4] 9

1.7. (a) Reflectividad de una MC $\lambda/2$. (b) Distribución del campo eléctrico $|E_z|^2$ del modo TE resonante 10

1.8. Relación de dispersión del fotón (azul) y excitón (rojo) 11

1.9. Relación de dispersión en función de $k_{\parallel}$ de los polaritones (RS y RI) calculada para diferentes δ. (a) y (d) $\delta < 0$ se observa el cruce de las dispersiones (lineas punteadas) del fotón y el excitón, (b) $\delta = 0$ se genera un anticruce (lineas punteadas) que genera el acople de energías entre los modos del fotón y el excitón y (c) $\delta > 0$. Las lineas punteadas muestran que las energías de los modos del fotón y el excitón no están acopladas 13

1.10. Simulación de la reflectividad calculada para una MC utilizando el modelo de dispersión lineal, el cual nos permite calcular de una manera muy efectiva Γ 15

2.1. Reflectividad calculada para un DBR de compuesto ternario $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, se puede observar que a partir de 20 pares la reflectividad es cercana 99 % 18

2.2. Diseño de la MC completa con pares $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ centrada a la longitud de onda $\lambda_0 = 807$nm, la región encerrada en azul corresponde a la cavidad $\lambda/2$. 19
2.3. Perfil de distribución del Campo Eléctrico en la MC, se puede observar que los pozos cuánticos han sido posicionados en la región de máxima intensidad, esto con el fin de favorecer el acople fuerte. 19
2.4. Esquema de los componentes de la maquina MBE imagen tomada de la referencia [1] 20
2.5. Arreglo óptico para la caracterización óptica in-situ 21
2.6. Arreglo óptico para la caracterización óptica ex-situ donde E_1 es el primer espejo del montaje por consecuente el espejo número 2 del montaje etiquetado como E_2 y DH es el divisor de haz. En este arreglo se puede medir simultáneamente la reflectividad y la fotoluminiscencia de la muestra. 22

3.1. Resultados de la primera sesión del crecimiento, la linea punteada en cada gráfica señala la longitud de onda donde debe estar centrada la reflectividad de cada capa. (a) Simulación capa por capa de la reflectividad. (b) Mediciones experimentales de la reflectividad capa por capa. (c) Simulación de las mediciones experimentales. 26
3.2. Resultados de la segunda sesión del crecimiento, la linea punteada en cada gráfica señala la longitud de onda donde debe estar centrada la reflectividad de cada capa. (a) Simulación capa por capa de la reflectividad. (b) Mediciones experimentales de la reflectividad capa por capa. (c) Simulación de las mediciones experimentales. 27
3.3. Perfil de distribución del Campo Eléctrico en el espejo crecido, se puede observar la doble capa de igual espesor que se creció en este DBR. 28
3.4. Resultados de las mediciones (in-situ) de las primeras 17 capas y las simulaciones de estas a partir de los cambios en los parámetros de crecimiento. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 31
3.5. Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 20-40 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 31
3.6. Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 60-76 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 32
3.7. Esquema de la MC aplicando los nuevos parámetros. 33

3.8. Resultados de las mediciones (in-situ) de la cavidad y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 34
3.9. Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 106-116 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 35
3.10. Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 116-126 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 35
3.11. Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 126-136 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada. 36
3.12. Imágenes obtenidas mediante SEM. 37
3.13. Regiones de la muestra donde se realizaron las mediciones. 38
3.14. Regiones 1 y 2 de la muestra donde se realizaron las mediciones. . 38
3.15. Mediciones de Reflectividad en las regiones 1 y 2 de la muestra, la linea punteada en $\lambda_0 = 795$nm indica la longitud de onda central nominal de la región de alta reflectividad. 39
3.16. Medición experimental comparada con la simulación con PCu y barreras de espesor más pequeño. 40

A.1. Propagación de ondas electromagnéticas en un medio periódico. . 44
A.2. Reflexión y refracción de ondas electromagnéticas **(a)** con polarización s (TE), **(b)** con polarización p (TM) 45

Índice de tablas

3.1. Tasas de deposición de los materiales empleados en el crecimiento 25
3.2. Tasas de deposición de los materiales empleados en el segundo crecimiento 28
3.3. Descripción detallada de la superred para $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ y $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ 29
3.4. Ejemplo del archivo generado por el programa que retroalimenta al programa de control y automatización de las celdas. 30

1

Introducción

En este capitulo se exponen los fundamentos de las Microcavidades y los fenómenos físicos que estas permiten estudiar.

Contenido

1.1 Microcavidades **2**
1.2 Propiedades Ópticas **4**
1.3 Polaritones de Microcavidad **6**
1.3.1 Excitones en Pozos Cuánticos 6
1.3.2 Fotones confinados en una microcavidad 9
1.3.3 Acople Fuerte 12
1.3.4 Modelo Dispersión Lineal 14

En las últimas dos décadas el desarrollo de las microcavidades ópticas semiconductoras (MCs), ha tenido un fuerte impacto para el estudio de la interacción luz-materia[5] Esta última se observa en dos regímenes: acople fuerte y acople débil. El fenómeno de acople débil que ocurre en las cavidades es el efecto Pursell[6] donde se amplifica la emisión de la región activa en el modo de la cavidad. El acople fuerte, por el contrario, da origen a interesantes fenómenos como la formación de nuevas cuasi-partículas que son mitad luz y mitad materia.

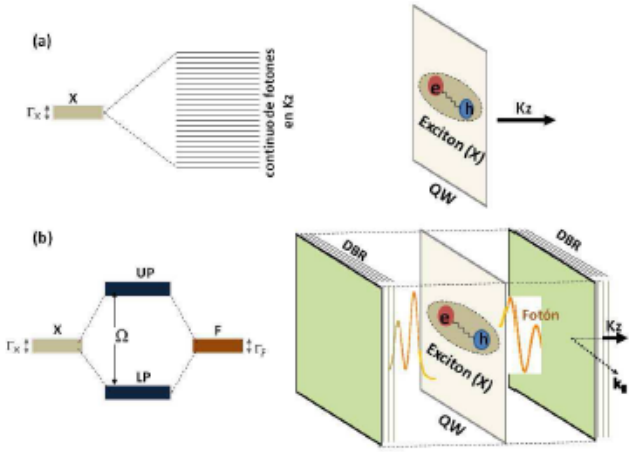


Figura 1.1: (a) Esquema representativo del acople débil, en el cual un excitón en un pozo cuántico se acopla a un continuo de modos fotónicos produciendo un decaimiento radiativo de los excitones. (b) Esquema representativo del acople fuerte, donde un excitón un pozo cuántico embebido en una microcavidad (MC) se acopla a un modo fotónico bien definido.[1,2]

Las MC en estructuras semiconductoras se han estudiado en el régimen de acople fuerte por Weisbuch y colaboradores[5] los cuales lo demostraron por primera en el espectro de reflectividad de MCs hechas de aleaciones de (Al,Ga)As. A partir de entonces, numerosos grupos alrededor del mundo han realizado investigaciones basadas en éste sistema, ya que permite observar interesantes fenómenos como condensación de Bose-Einstein.[7–10]

1.1 Microcavidades

Una microcavidad se muestra esquemáticamente en la figura 1.2. Esta consiste en una cavidad planar Fabry-Perot, la cúal esta formada por dos espejos de alta reflectividad llamados Reflectores Distribuidos de Bragg (DBRs, por sus siglas en inglés) colocados uno frente del otro y separados por una capa espaciadora .

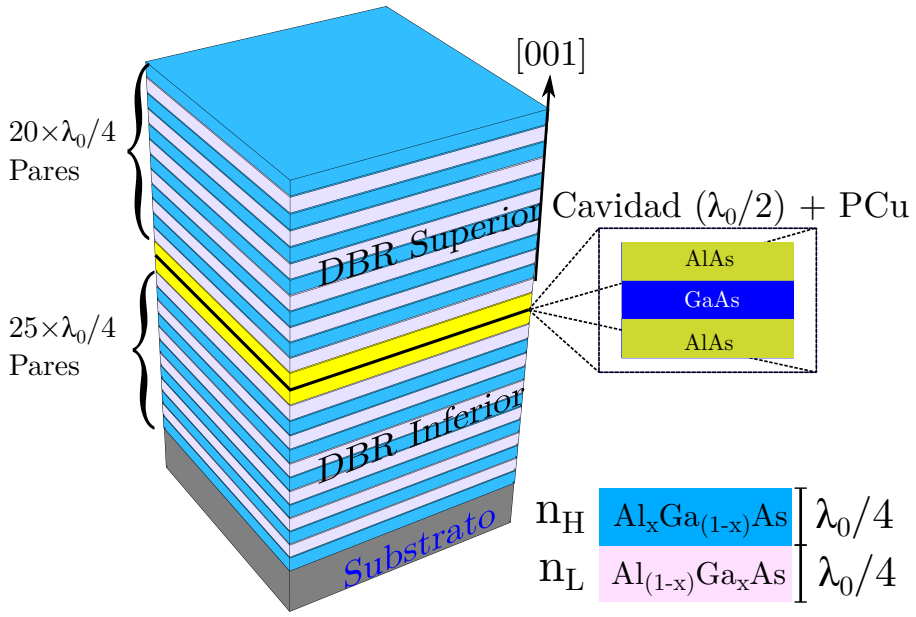


Figura 1.2: Estructura típica de una microcavidad $\lambda_0/2$ donde λ_0 es la longitud de onda a la cual esta centrada la MC. La MC esta constituida por un espejo distribuido de Bragg inferior (DBR) de 25 pares de capas $Al_xGa_{(1-x)}As/Al_{(1-x)}Ga(x)As$, la zona activa esta compuesta por pozos cuánticos (PCu) de GaAs y barreras de AlAs y finalmente el espejo de Bragg distribuido superior se compone de 25 pares de capas $Al_xGa(1-x)As/Al_{1-x}Ga(x)As$.

La capa espaciadora, de índice de refracción n_c, tiene un espesor de $\lambda_0/2n_c$, donde λ_0 es la longitud de onda de la luz que se desea confinar en la MC. Embebida dentro de esta capa se encuentran PCu en donde se confinan excitones (pares electrón hueco correlacionados por fuerza de coulomb). En general, un DBR es una estructura compuesta por capas alternadas de materiales con diferente indice de refracción (n_H indice alto e n_L indice bajo). El espesor de las capas (a y b, respectivamente) es elegido de tal forma que cumple la siguiente relación.

$$n_H a = n_L b \equiv \frac{\lambda_0}{4} \tag{1.1}$$

La ecuación (1.1) es conocida como la *condición de interferencia de Bragg.* Las ondas electromagnéticas que se propagan entre cada interfaz dan lugar a una característica muy importante del movimiento ondulatorio, el fenómeno de interferencia. Las interferencias son constructivas en una dirección (la de transmisión) y destructivas en la otra (la de reflexión). Gracias a la interferencia constructiva entre cada interfaz consecutiva se forma una región de alta reflectividad mejor conocida como *stop-band* donde λ_0 es la longitud de onda a la cual esta centrado. En estructuras de

alta calidad la reflectividad de los espejos dentro del *stop-band* excede el 99 %. Hay dos tipos principales de MC semiconductoras, la primera es semiconductores del tipo III − V por ejemplo los utilizados en este trabajo $Al_xGa_{1-x}As/Al_{1-x}Ga_xAs$. Otro tipo de MC semiconductoras son las de anillo de microdiscos.

1.2 Propiedades Ópticas

La característica fundamental de las MC es confinar luz en volúmenes muy pequeños, lo cual las vuelve interesantes en el desarrollo de dispositivos.[11,12] Para lograr un buen confinamiento en la MC la reflectividad (R) en el *stop-band* tiene que ser ≈ 1. La reflectividad en el *stop-band* esta dada por[13]

$$R = 1 - 4\frac{n_{ext}}{n_c}\left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N} \tag{1.2}$$

donde n_L, n_H, n_c y n_{ext} son los indices de de refracción para las capas de indice bajo, índice alto, índice de la cavidad y el índice de refracción del medio exterior respectivamente. La relación ecuación (1.1) esta en función del número de pares (N), así que para lograr una alta reflectividad se tiene que aumentar N con la cuál esta construida la MC. Como se puede observar en la figura 1.3a la reflectividad aumenta en función de N. En la figura 1.3b, se muestra la reflectividad calculada para un DBR con n=3.1 y n=3.5, que corresponden aproximadamente a los indices de refracción de las capas del DBR hecho de AlGaAs, en esta figura se puede observar que para obtener una reflectividad adecuada el DBR debe estar compuesto a partir de 20 pares. Para calcular la reflectividad se ha utilizado el método de matrices de transferencia[14] como se muestra en el apéndice A.1. Para producir una MC de alta calidad, es necesario confinar luz sin pérdidas con frecuencias resonantes en valores precisos. La medida del confinamiento óptico se denomina factor de calidad Q [i](es proporcional al tiempo de confinamiento en unidades del periodo óptico) de la cavidad,[6,15]

$$Q = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \tag{1.3}$$

En términos generales, el factor de calidad es una medida de eficiencia, para un resonador esta definido como la relación entre la energía almacenada y la energía que disipa. El factor de calidad Q en estructuras del tipo Fabry-Perot.[6,16] puede ser del orden 10^5 El factor de calidad tiene un papel muy importante, debido a que el régimen de acople fuerte solo puede lograrse si el acoplamiento entre los fotones y los excitones es mayor a las pérdidas.

[i]en la literatura es conocido como *Q factor*

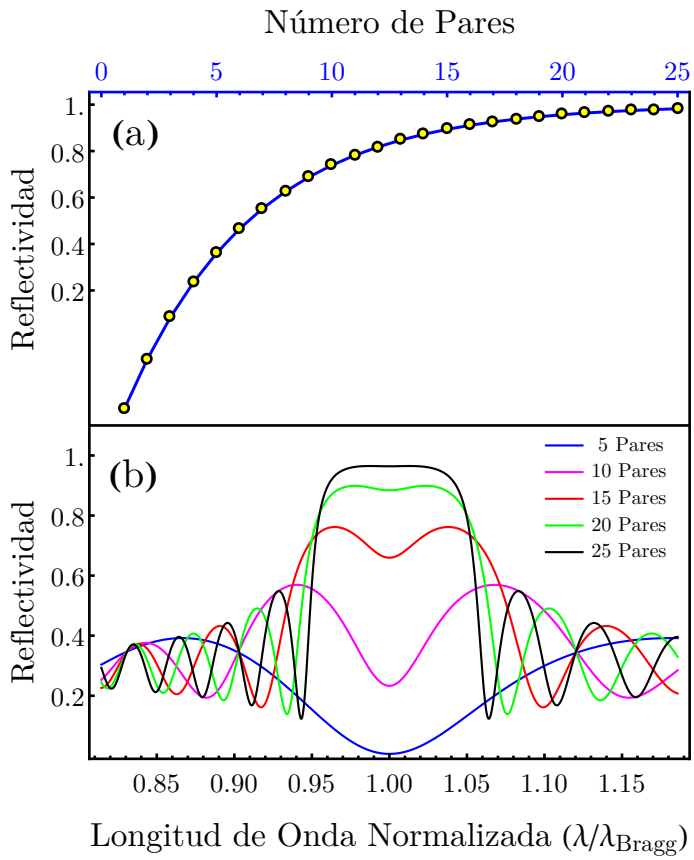


Figura 1.3: (a)Gráfica de la reflectividad en función del número de pares. (b) Reflectividad calculada utilizando el método de matrices de transferencia para DBRs con diferente número de pares.

1.3 Polaritones de Microcavidad

Como se ha mencionado, uno de los grandes intereses en el desarrollo de las MC es que permite llevar acabo estudios fundamentales de la interacción luz-materia en geometrías donde los estados electrónicos y el campo electromagnético se confinan a lo largo de una dirección.[17] Esto representa el análogo de un sistema de átomos de dos niveles en la física del estado solido.

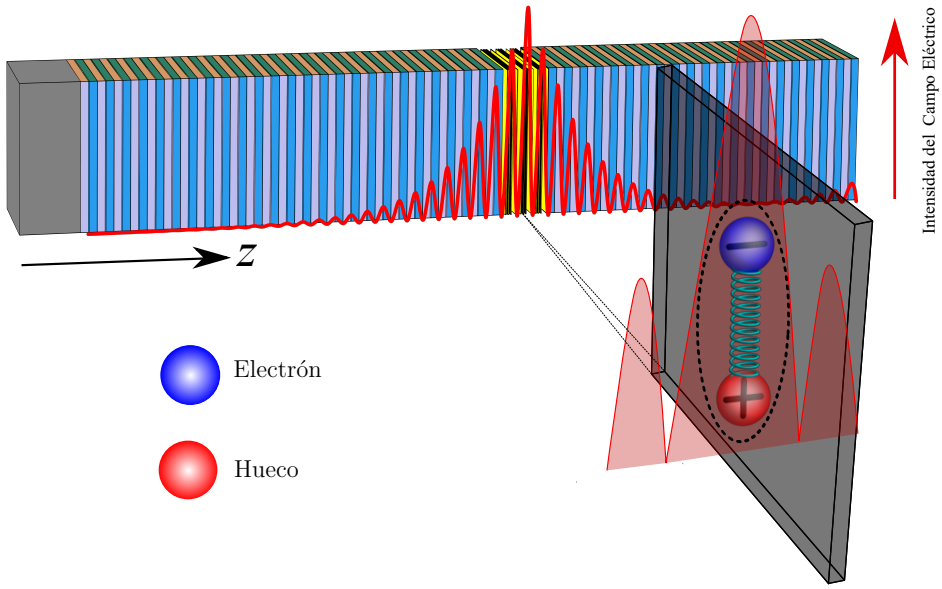


Figura 1.4: Esquema representativo del acople entre el campo eléctrico (radiación) y el excitón (materia).

El resultado del acoplamiento entre el campo electromagnético confinado a lo largo de una dirección y las transiciones electrónicas de la materia, dan como resultado una superposición de estados entre el fotón y el excitón que produce una cuasi-partícula conocida como *"polaritón"*. Para describir esta superposición de estados, analicemos los dos componentes que lo conforman- excitones de pozos cuánticos y los fotones de la cavidad.

1.3.1 Excitones en Pozos Cuánticos

Un excitón es el estado excitado fundamental en un semiconductor. Consiste en un electrón en la banda de conducción ligado a un hueco en la banda de valencia y es

creado por la interacción Coulombiana entre estos.

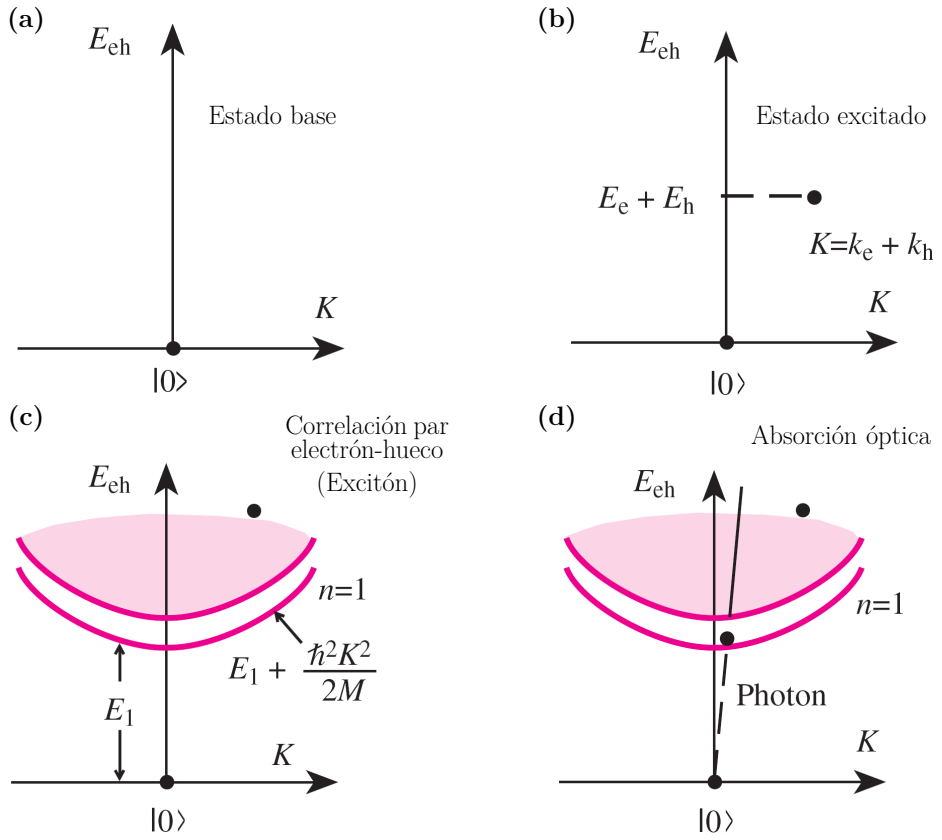


Figura 1.5: Representación del excitón como una imagen de dos partículas.[3]

De acuerdo con la teoría de masa efectiva se puede describir al excitón con la ecuación de Schrödinger[18]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*}\nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h^*}\nabla_h^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon\,|r_e - r_h|}\right]\psi_{exc} = E\psi_{exc} \tag{1.4}$$

Donde m_e^* y m_h^h son las masas efectivas de los electrones y huecos y $|r_e - r_h|$ es la diferencia en coordenadas que define la magnitud de la interacción Coulombiana entre el electrón y el hueco. Utilizando las siguientes transformaciones se puede convertir de un problema de dos cuerpos a un problema de un solo cuerpo:

$$\mathbf{m}_\mathbf{r}^* = \frac{m_e m_h}{m_h + m_e} \tag{1.5}$$

$$\mathbf{r} = r_e - r_h \tag{1.6}$$

$$\mathbf{h} = \frac{m_e^* + \mathbf{k}_e + m_h^* \mathbf{k}_h}{m_e^* + m_h^*} \tag{1.7}$$

$$\mathbf{R} = \frac{m_e^* + \mathbf{r}_e + m_h^* \mathbf{r}_h}{m_e^* + m_h^*} \tag{1.8}$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_e - \mathbf{k}_h \tag{1.9}$$

Entonces el Hamiltoniano será

$$H = \frac{\hbar^2 K^2}{2\left(m_e^* + m_h^*\right)} + \left\{ \frac{\hbar k^2}{2m_r^*} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon\left|\mathbf{r}\right|} \right\} \tag{1.10}$$

donde m_r^* es la masa reducida del sistema electrón-hueco. El Hamiltoniano esta compuesto de dos términos, el primero describe el movimiento del centro de masas del sistema electrón-hueco mientras que el segundo término describe el movimiento relativo del sistema electrón-hueco. Del primer término se obtiene como resultado una función de onda

$$\psi_{cm} = e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}} \tag{1.11}$$

mientras que la solución del segundo término satisface

$$\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon\ \left|\mathbf{r}\right|} \right) F(\mathbf{r}) = EF(\mathbf{r}) \tag{1.12}$$

Este es un problema usual de potencial central, del cual se puede obtener $F(\mathbf{r})$. La solución general del excitón es (escribiendo $\mathbf{K}_{exc} = \mathbf{K}$)

$$\psi_{n\mathbf{K}_{exc}} = e^{i\mathbf{K}_{exc}\cdot\mathbf{R}} F_n(\mathbf{r})\phi_c(\mathbf{r}_e)\phi_v(\mathbf{r}_h) \tag{1.13}$$

donde ϕ_c y ϕ_c representan la naturaleza de los estados para los electrones y huecos en la teoría de masas efectivas. La energía para los niveles excitónicos esta dada por

$$E_{n\mathbf{K}_{exc}} = E_n + \frac{\hbar^2}{2\left(m_e^* + m_h^*\right)} K_{exc}^2 \tag{1.14}$$

con E_n dado por los eigenvalores del problema

$$E_n = -\frac{m_r^* e^4}{2(4\pi\varepsilon)^2\hbar^2}\frac{1}{n^2} \tag{1.15}$$

y el segundo término en la ecuación (1.14) representa la energía cinética del centro de masa del par electrón-hueco.

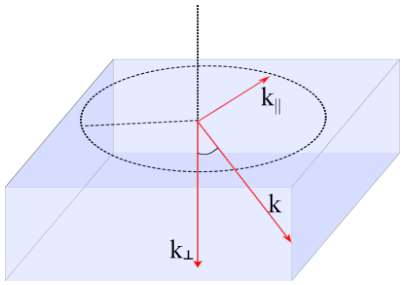


Figura 1.6: Momento planar en la cavidad[4]

Los pozos cuánticos son heteroestructuras formadas cuando una lamina o capa de un semiconductor es rodeada por dos capas de semiconductores con un gap mayor. En un pozo cuántico los electrones se confinan en una dirección (por ejemplo z) mientras que en las otras dos direcciones (x, y) se puede mover libremente. Dado este comportamiento los estados electrónicos serán discretos en la direccíon z, mientras que los estados que permanecen al plano (x, y) serán continuos. Este resultado es importando debido a que en la MC se confina luz a lo largo de una dirección (z) limitando la dinámica de fotones y excitones en un plano dos dimensional (2D) descritos por el momento planar $k_{\parallel}$ (también llamado "k-paralelo").

El confinamiento en los PCu se genera cuando el espesor del pozo cuántico es comparable con la longitud de onda de De Broglie de los electrones o huecos, lo cual genera niveles de energía llamados subbandas energéticas y debido a esto las partiículas portadoras podrán tomar valores discretos de energía. A causa del confinamiento, los efectos excitónicos serán distintos al caso libre. En este caso, dado que el espesor de los pozos es muy angosto se puede utilizar el modelo ya empleado anteriormente, considerando una interacción del tipo coulombiana (2D), donde la energía estará dada por

$$E_X = E_g - E_B^{2D} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_x^{2D}} \tag{1.16}$$

donde E_g es el gap del material que compone el pozo cuántico, m_X^{2D} es la masa efectiva del excitón en el plano del pozo cuántico y E_B^{2D} representa la energía de amarre, causada por la atracción coulombiana entre el electrón y el hueco, la cual se incrementa debido al confinamiento en la dirección de crecimiento.[19]

1.3.2 Fotones confinados en una microcavidad

El confinamiento del campo electromagnético en una MC es debido a la interferencia constructiva entre los frentes de onda sucesivos a la onda que se propaga. Para que

esto suceda se requiere que el cambio de fase en un viaje de ida y vuelta en una MC sea igual a 2π. Esto implica la siguiente condición:

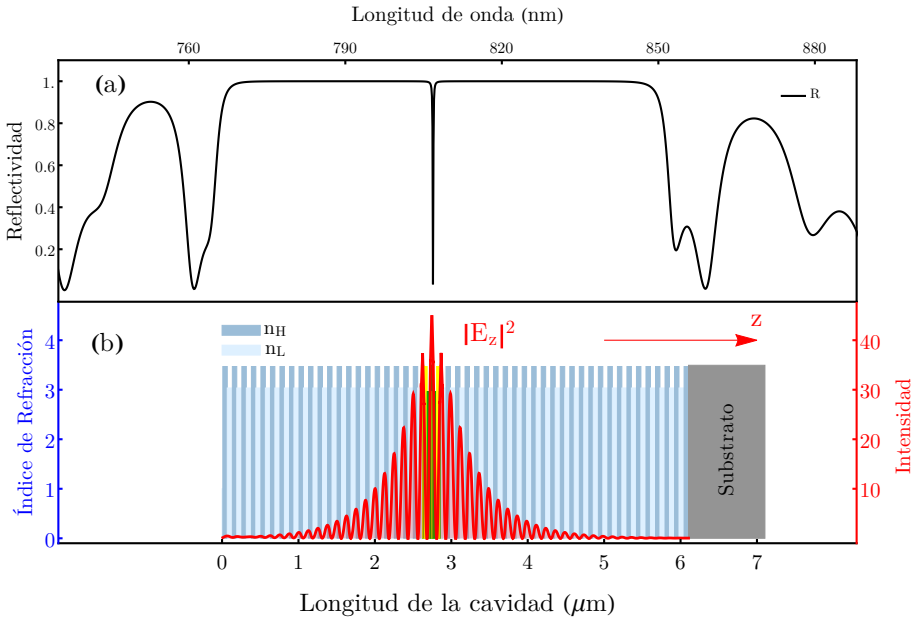


Figura 1.7: (a) Reflectividad de una MC $\lambda/2$. (b) Distribución del campo eléctrico $|E_z|^2$ del modo TE resonante

$$2k_z L_c = 2\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} n_c^2 - k_\parallel^2 L_c} = 2\pi \tag{1.17}$$

lo cual aplica solo para la proyección en la dirección z a lo largo de la cavidad, donde ω es la frecuencia del modo de la luz, n_c es el indice de refracción de la cavidad y L_c es la longitud de la cavidad (distancia entre los dos espejos DBRs que componen la MC) y $k_\parallel$ es el componente 2D del vector de onda paralelo al plano xy. De la ecuación (1.17) se puede obtener la dispersión $\omega(k_\parallel)$ de los modos en una MC:

$$\omega(k_\parallel) = \frac{c}{n_c}\sqrt{k_\parallel^2 + k_z^2} \tag{1.18}$$

$$E_c(k_\parallel) = \frac{\hbar c}{n_c}\sqrt{k_\parallel^2 + k_z^2} \tag{1.19}$$

la componente normal al plano del vector de onda del eigenmodo está dada por $k_z = 2\pi/L_c$. En el régimen donde $k_\parallel \ll k_z$ se puede realizar la siguiente

aproximación, donde la energía del esta dada por

$$\begin{aligned} E(k_{\parallel}) &= \frac{\hbar c}{n_c}\sqrt{k_z^2 + k_{\parallel}^2} \\ &\approx \frac{\hbar c}{n_{cav}} k_z \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2}{2k_z^2}\right) \\ &= \frac{2\pi\hbar c}{n_{cav} L_c} + \frac{\hbar k_{\parallel}^2}{2m^*_{foton}} \end{aligned} \tag{1.20}$$

entonces $m^*_{foton} = (2\pi\hbar n_{cav}/cL_c)$ es la masa efectiva del fotón en la MC. Esta masa es muy pequeña comparada con la masa efectiva del excitón ($\approx 10^{-5} m_x^{2D}$). En la figura 1.8 se muestran las dispersiones para el fotón y el excitón donde se puede ver que la diferencia en masas efectivas hace que una sea plana respecto a la otra en el rango de $k's$ de interés.

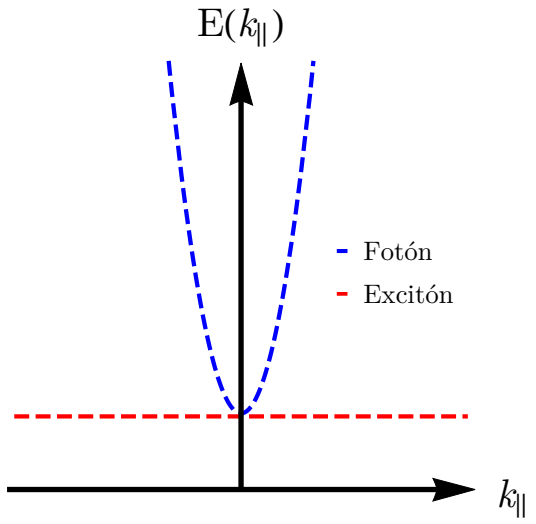


Figura 1.8: Relación de dispersión del fotón (azul) y excitón (rojo)

1.3.3 Acople Fuerte

La interacción luz-materia en las MC puede ocurrir en dos regímenes. Estos dos regímenes son llamados acople fuerte y acople débil. En el régimen de acople débil (también conocido como perturbativo) el fóton emitido por el medio activo tiene una probabilidad casi nula de ser reabsorbido, por lo tanto la excitación del medio activo es disipada. Este régimen es usualmente observado cuando la transición de la excitación del medio activo ocurre dentro de los estados del continuo de fotones, dando lugar a un tiempo de vida radiativo finito de estas excitaciones. Para este caso, la emisión es gobernada por la regla de oro de Fermi, resultando un decaimiento exponencial de la población de estados excitados.[1, 2]

El régimen de acople fuerte (también conocido como no perturbativo) ocurre cuando el fotón emitido por el medio activo en un modo dado puede ser reabsorbido excitando nuevamente al medio mismo. Entonces lo que sucede es la conversión de un fotón a un excitón. Esto se logra gracias a la conservación de la energía t el vector de onda. Esta condición se cumple cuando las relaciones de dispersión del fotoón y el excitón se interceptan, es decir, el modo de la cavidad y el estado excitónico tienen que estar en resonancia. La diferencia con el régimen de acople débil es que en este caso la regla de oro de Fermi no aplica, dado que se trata de estados discretos que interaccionan por lo tanto la imagen perturbativa de la interacción luz-materia carece de validez. Para este problema es necesario resolver el sistema de eigen-valores, produciendo un desdoblamiento energético en lugar de la degeneración y por lo tanto se generan nuevos eigen-estados que describen el sistema. Estos nuevos eigen-estados, fotón-excitón acoplados son conocidos como polaritones excitónicos o *polaritones de microcavidad*.

Los estados polaritónicos están bien definidos gracias al confinamiento en dirección z, por ende los estados excitónicos de los pozos cuánticos con un vector de onda en el plano $k_{\|}$ bien definido, solo puede acoplarse con fotones de la MC cuyo vector de onda también es confinado en la dirección z y tiene el mismo $k_{\|}$. Los excitones y fotones se acoplan mediante una interacción dipolar, a partir de esto utilizando el modelo de osciladores acoplados y empleando el formalismo de segunda cuantización el Hamiltoniano fotón-excitón es:

$$\begin{aligned} H &= H_X + H_c + H_i \\ &= E_c a_k^\dagger a_k + E_X b_k^\dagger b_k + \Omega(a_k^\dagger b_k + b_k^\dagger a_k) \end{aligned} \tag{1.21}$$

donde $a_k^\dagger$ y $b_k^\dagger$ son los operadores de creación así como a_k y b_k son los operadores de destrucción. El factor de acoplamiento entre el excitón y el fotón Ω es llamado

desdoblamiento de Rabi [11] . Diagonalizando el Hamiltoniano

$$H = \begin{pmatrix} E_X(k_\parallel) & \Omega/2 \\ \Omega/2 & E_c(k_\parallel) \end{pmatrix} \tag{1.22}$$

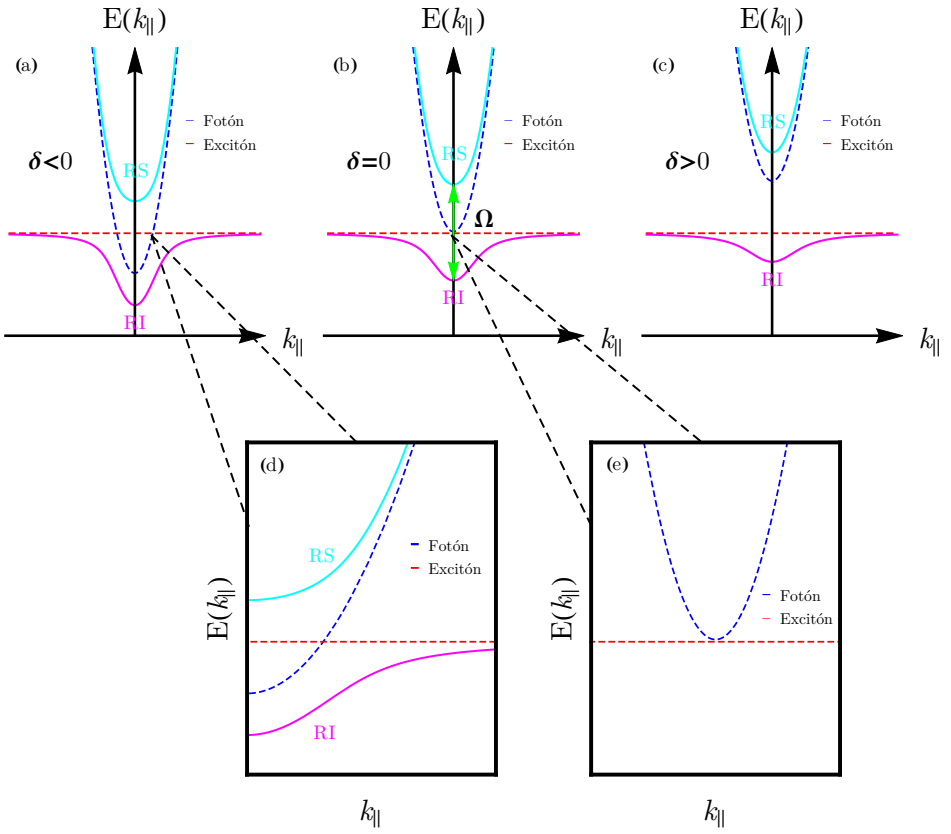


Figura 1.9: Relación de dispersión en función de $k_\parallel$ de los polaritones (RS y RI) calculada para diferentes δ. (a) y (d) $\delta < 0$ se observa el cruce de las dispersiones (lineas punteadas) del fotón y el excitón, (b) $\delta = 0$ se genera un anticruce (lineas punteadas) que genera el acople de energías entre los modos del fotón y el excitón y (c) $\delta > 0$. Las lineas punteadas muestran que las energías de los modos del fotón y el excitón no están acopladas

se obtienen los eigen-valores del Hamiltoniano

$$E = \frac{1}{2}\left(E_c(k_\parallel) + E_X(k_\parallel) \pm \sqrt{(E_c(k_\parallel) - E_X(k_\parallel))^2 + \Omega^2}\right) \tag{1.23}$$

[11] Es el equivalente en semiconductores al sistema de dos niveles en fisica atómica.

donde el parámetro

$$\delta = E_c(k_\parallel) - E_X(k_\parallel) \tag{1.24}$$

describe la desintonización ("detuning") del acople fotón-excitón.

La relación de dispersión nos muestra que la separación entre las ramas de los polaritones cuando $\delta = 0$ la separación es mínima y es igual a Ω. En este punto $\delta = 0$ se presenta el acople fuerte excitón-fotón, es por eso que se define a este mismo como Rabi spliting (desdoblamiento de Rabi) entre los estados RS y RI de los polaritones.[20] Para $\delta < 0$ existe un desacople entre los modos polaritónicos debido a que la frecuencia del modo fotónico esta por debajo de la resonancia del excitón, debido a esto la rama polaritónica inferior (RI) adquiere un caracter mayotitariamente fotónico y la rama superior (RS) adquiere un caracter mayotitariamente excitónico. Para $\delta > 0$ ocurrirá el caso opuesto. El detuning δ puede tomar cualquier valor dependiendo del ancho de la cavidad y la energía de resonancia del excitón.[21]

De la solución del Hamiltoniano podemos ver que se obtienen dos eigen-valores, también conocidos como rama polaritónica supuerior RS (rama superior) y rama polaritonónica inferior RI (rama inferior), estas ramas nos describen la relación de dispersión de los polaritónes en función de $k_\parallel$ como se puede ver en la figura 1.9.

1.3.4 Modelo Dispersión Lineal

El acople fuerte es gobernado por la energía de acople del dipolo eléctrico excitón-fotón Ω. En analogía con el sistema de dos niveles,donde en una cavidad, Omega crece con la raiz cuadrada del número de átomos, en una MC semiconductora se aumenta Ω, al incrementar el número de pozos cuánticos (PCu) embebidos colocados en los anti-nodos de la distribución del campo eléctrico (figura 1.7). El desdoblamiento de Rabi para pozos cuánticos colocados en los antinodos del campo eléctrico esta dada por[22]

$$\hbar\Omega_i \approx 2\hbar \left(\frac{2\Gamma_0 c N_{Qw}}{n_c L_{eff}} \right)^2 \tag{1.25}$$

donde N_{PC} es el número de pozos cuánticos en la cavidad y $\hbar\Gamma$ es el ancho de linea del excitón, el cual puede ser expresado en términos de la fuerza del oscilador por unidad de área f_{ex} como

$$\hbar\Gamma_0 = \frac{\pi}{n_c} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\hbar}{m_e c} f_{ex} \tag{1.26}$$

En el régimen de acople fuerte, donde Ω es mayor que el ancho de los modos de la cavidad y los modos del excitón, debido esto es posible medirlo en el espectro óptico.[23] Para describir Ω en las MC se utiliza el modelo de dispersión lineal

propuesto por Zhu.[24] La MC es modelada mediante el método de matrices de transferencia, en el cual se incluye al excitón como la constante dieléctrica dispersiva con oscilador armónico de Lorentz:[25]

$$\varepsilon(e) = n(e)^2 = \varepsilon_\infty + \frac{f_{ex} q^2 h^2}{m\varepsilon_0^2 L_z} \frac{1}{e_0^2 - e^2 - i\gamma_e} \tag{1.27}$$

donde f_{ex} es la fuerza del oscilador por unidad de área, q carga y m masa del electrón, L_z el espesor de los PCu, e_0 la energía del excitón y γ el ancho de linea del excitón. A continuación se presentan una de las simulaciones realizadas para las muestras diseñadas en este trabajo, cuyos parámetros se describen en el apartado 2.1.

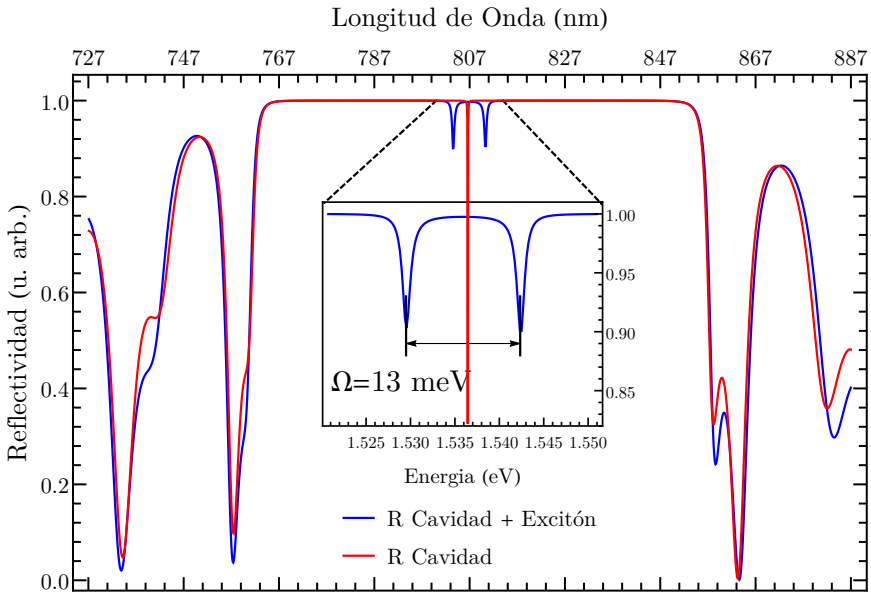


Figura 1.10: Simulación de la reflectividad calculada para una MC utilizando el modelo de dispersión lineal, el cual nos permite calcular de una manera muy efectiva Γ

En la figura 1.10 se muestra el espectro de reflectividad calculado por el método de matrices de transferencia. En esta imagen podemos ver que se forman dos "minimos de reflectivdad" en el stop-band (zona de alta reflectividad) correspondientes a los modos acoplados de la cavidad o el fotón y los modos del excitón los cuales corresponden al valor de la energia cuando $k = 0$, la información clave que nos muestra esta simulacón es que en esta zona la reflectividad es de $\approx 90\,\%$ por lo que el $10\,\%$ de la luz es absorbida por los pozos cuánticos y mediante el cual se puede determinar si existe acople fuerte en esta estructura.

2

Diseño de la Muestra y Técnicas Experimentales

En este capítulo se describe el diseño de la MC, la técnica de crecimiento epitaxial por haces moleculares (MBE) así como los arreglos experimentales in-situ y ex-situ para la caracterización óptica de las muestras.

Contenido

2.1 Diseño de la Microcavidad 17
2.1.1 Contraste en Índice de Refracción Materiales **III – V** . . 17
2.1.2 Diseño de la MC 18
2.2 Técnica de Crecimiento Epitaxial por Haces Moleculares 20
2.3 Caracterización Óptica in-situ 21
2.4 Caracterización Óptica ex-situ 22

2.1 Diseño de la Microcavidad

El objetivo principal de este trabajo es llevar a cabo el crecimiento de una estructura semiconductora MC, para ello es importante obtener DBRs de muy alta calidad. Del capitulo anterior se sabe que este tipo de estructuras se caracteriza por tener un espesor muy bien definido , dado por la ecuación (1.1) además estas capas deben presentar un contraste en indice de refracción tal que $n_1 > n_2$, lo cual permite obtener un cambio de fase para el campo electromagnético entre cada interfase, por lo tanto se genera interferencia constructiva. Por consecuente se genera la región de alta reflectividad ("stop-band"). Sabiendo que uno de los parámetros fundamentales en el desarrollo de estas estructuras es el índice de refracción, de la ecuación (1.2) podemos observar que el contraste en este domina en gran parte el diseño de estas estructuras.

2.1.1 Contraste en Índice de Refracción Materiales $\mathbf{III-V}$

Los materiales semiconductores para crecer un DBR son limitados debido a que deben cumplir con la condición de empatamiento de su red cristalina con la finalidad de evitar la formación de dislocaciones por relajación de estrés. Como consecuencia es difícil lograr un contraste alto en indice de refracción.[26] En este trabajo se utilizaron aleaciones ternarias $Al_xGa_{(1-x)}As/Al_{(1-x)}Ga_xAs$. Para realizar los calculos correspondientes se tomo en cuenta la dependencia del indice de refracción a la temperatura (T), composición (x) y la longitud de onda λ[27, 28] . Para una composición de $x = 0.1$ a temperatura de operación $T = 15K$ y longitud de onda $\lambda_0 = 807$nm[1].

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{Al_{0.1}Ga_{0.9}As - Al_{0.9}Ga_{0.1}As}{Al_{0.1}Ga_{0.9}As} = \frac{3.51 - 3.01}{3.51} = 14\,\% \tag{2.1}$$

Debido a que el contraste en índice de refracción es muy pequeño para estructuras crecidas con este tipo de aleaciones se necesitan un gran número de pares (≈ 20) de capas con $n_1 > n_2$ de acuerdo a la ecuación (1.2). Realizando la simulación de la reflectividad en función del número de pares para un DBR compuesto por $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ se obtiene.

[1]Los parámetros de longitud de onda y temperatura son elegidos en función del ancho del pozo, (para un ancho de 15nm la emisión se da aproximadamente en $\lambda \approx 807$) y las bajas temperaturas se deben a la energía de amarre del excitón, es por eso que los semiconductores se vuelven incompetentes a los nuevos materiales 2-D para los cuales su energía de amarre es grande a temperatura ambiente.

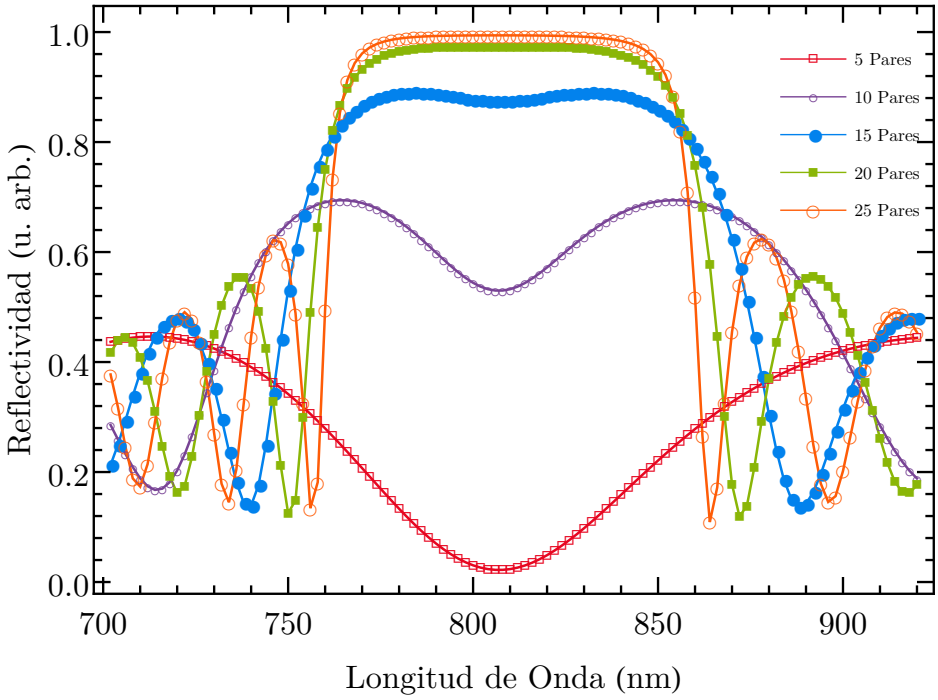


Figura 2.1: Reflectividad calculada para un DBR de compuesto ternario $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, se puede observar que a partir de 20 pares la reflectividad es cercana 99 %

2.1.2 Diseño de la MC

Tomando en cuenta la cantidad de pares que componen los DBR's para una estructura con la aleación considerada $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, se diseño la estructura de la MC completa *DBR inferior+ Cavidad(QWs)+DBR superior* con un *stop-band* centrado a la longitud de onda $\lambda_0 = 807$, la cual empata con la longitud de onda de emisión λ_{QW} de pozos cuánticos de 15nm a una temperatura de operacion $T_{op} = 15K$. Colocando PCu de GaAs en la parte central de la cavidad ($\lambda/2$) y adyacentes barreras de AlAs de 5 nm de espesor, los espaciadores que completan la cavidad se componen de AlAs. Para este trabajo se ha considerado 20 pares $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ para el DBR superior y 25 pares de igual manera para el DBR inferior. Otro factor de suma importancia es la cantidad de pozos cuánticos[17, 23, 29] embebidos en la estructura, en esta estructura se han considerado dos pares de pozos cuánticos adicionales, posicionados a los antinodos de la distribución del campo eléctrico en la MC como se puede ver en figura 2.2 y figura 2.3

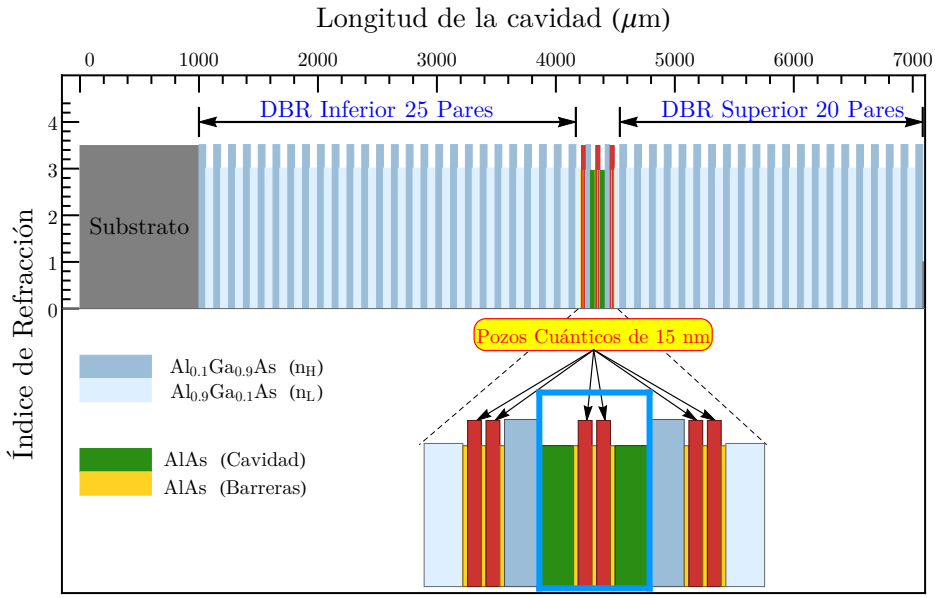


Figura 2.2: Diseño de la MC completa con pares $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ centrada a la longitud de onda $\lambda_0 = 807$nm, la región encerrada en azul corresponde a la cavidad $\lambda/2$.

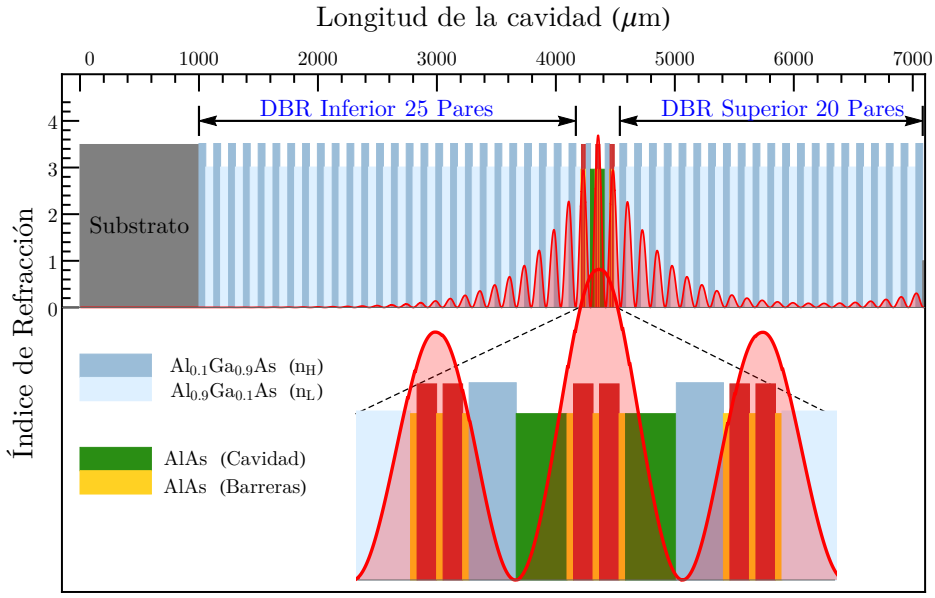


Figura 2.3: Perfil de distribución del Campo Eléctrico en la MC, se puede observar que los pozos cuánticos han sido posicionados en la región de máxima intensidad, esto con el fin de favorecer el acople fuerte.

2.2 Técnica de Crecimiento Epitaxial por Haces Moleculares

Para obtener MC de muy alta calidad se requiere de un control muy preciso en el crecimiento de cada capa que la conforma, por lo que la realización de este tipo de estructuras es un reto considerable. Las técnicas y tecnologías avanzadas de crecimiento han permitido el desarrollo de estas estructuras de muy alta calidad, en este trabajo se ha empleado el uso de la técnica de crecimiento Epitaxial por Haces Moleculares (MBE). La técnica de MBE es un método de crecimiento en el cual se proyectan haces de moléculas sobre la superficie del substrato de crecimiento dentro de una cámara de ultra-alto vacío (10^{-11} torr),[30] el cual debe coincidir con los parámetros de red del material a depositar, esto con el fin de reproducir la estructura cristalina. Del gran número de ventajas que ofrece esta técnica de crecimiento mencionaremos las mas importantes respecto a este trabajo[30]

- tazas de crecimiento muy pequeñas $1/\text{Å}$ con un gran control de espesor.
- la posibilidad de realizar interfaces abruptas, gracias al sistema mecánico de obturadores localizados frente a cada celda de evaporación
- rugosidad muy pequeña del orden de una monocapa ($\sim 3\text{Å}$)
- fácil control de dopantes
- la posibilidad de crecer capas con un perfecto empatamiento en estructura de red.
- el control de crecimiento in-situ usando técnicas como la difracción de electrones de alta energía (RHEED por sus siglas en ingles) para determinar el arreglo superficial del cristal.

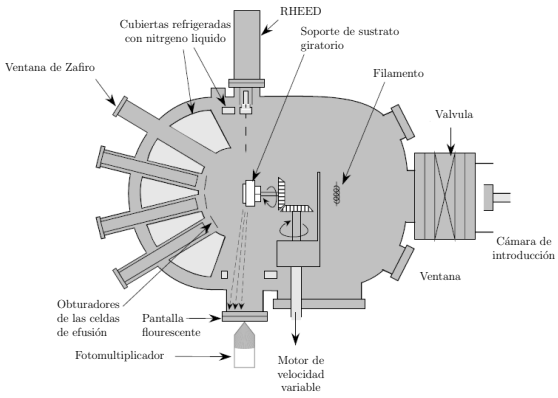


Figura 2.4: Esquema de los componentes de la maquina MBE imagen tomada de la referencia [1]

2.3 Caracterización Óptica in-situ

Una de las muchas ventajas al crecer esta estructura mediante MBE, es que nos permite realizar su caracterización in-situ en tiempo real y ver la evolución del crecimiento. En la figura 2.6 se muestra el arreglo óptico utilizado para la caracterización óptica in-situ[31] Éste consiste de la lámpara de tungsteno filtrada espacialmente por un orificio de 2mm de un iris con, una lente(L_1) de distancia focal de 14 cm con la cual se enfoca la luz sobre la muestra y una segunda lente(L_2) de 9 cm, la cual enfoca el haz reflejado por la muestra en la entrada de la fibra óptica. El tamaño de la mancha de luz sobre la muestra es de 1.5 cm, que corresponde bien con la magnificación por la lente (x6).

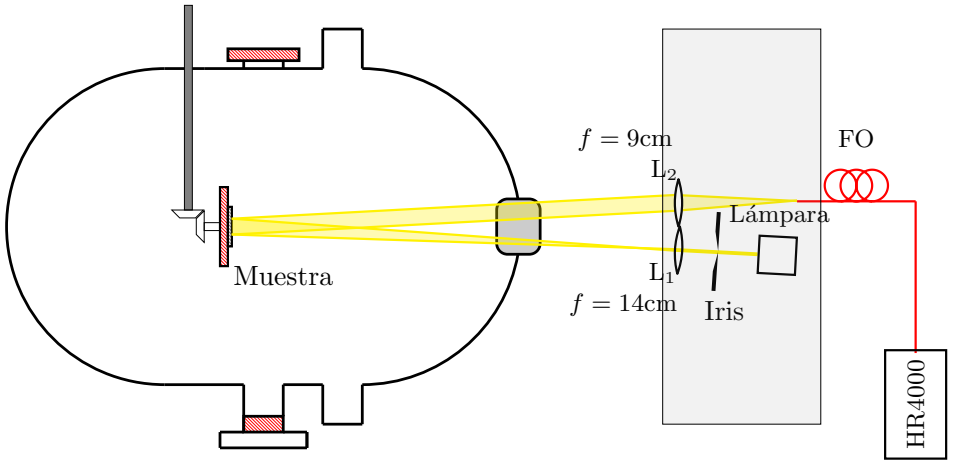


Figura 2.5: Arreglo óptico para la caracterización óptica in-situ

El montaje óptico se coloco en una placa de aluminio la cual fue acoplada a la cámara MBE. Debido a que durante el crecimiento la muestra se encuentra rotando, la mancha de luz reflejada precesa alrededor del eje óptico principal. Por esta razón, fue necesario ajustar la segunda lente para asegurar que la luz incidiera constantemente en la fibra óptica. Adicionalmente, para cada experimento se promediaron 30 mediciones separadas por un intervalo de 1s con un tiempo de integración de 50ms, ya que, debido a dicha precesión, la cantidad de luz incidente en la fibra variaba con el tiempo. Se utilizó un espectrómetro de la marca Ocean Optics, modelo HR4000 el cual cuenta con una resolución de 3.45nm y un rango espectral de 200-1100nm. Este arreglo no permite caracterizar la reflectividad de cada capa crecida y por medio de esta verificar si el crecimiento se esta efectuando correctamente.

2.4 Caracterización Óptica ex-situ

En esta seccón se muestran los arreglos ópticos utilizados en la caracterizacíon óptica de las MC crecidas. En la figura 2.6 se muestra el esquema de este arreglo, en el cúal se ha considerado montar simultáneamente los arreglos para las mediciones de reflectividad y fotoluminiscencia. Para la parte de reflictividad se utilizado una lámpara de tungsteno la cual se dirige a un orificio (O), con este esperamos reducir el tamaño del spot que incide sobre la muestra, esto debido a que el arreglo esta diseñado para medir a incidencia normal, es decir $k = 0$ por lo que un tamaño del spot es crucial en este tipo de mediciones, se continua el camino óptico al pasar la luz sobre un divisor de haz (BS) el cual nos asegura incidencia normal $k = 0$[II]. Se ha utilizado un lente (L_1) con una focal de 7 cm para enfocar el haz sobre la muestra. La muestra se posiciona dentro de un criostato el cual nos permite bajar la temperatura hasta $10K$.

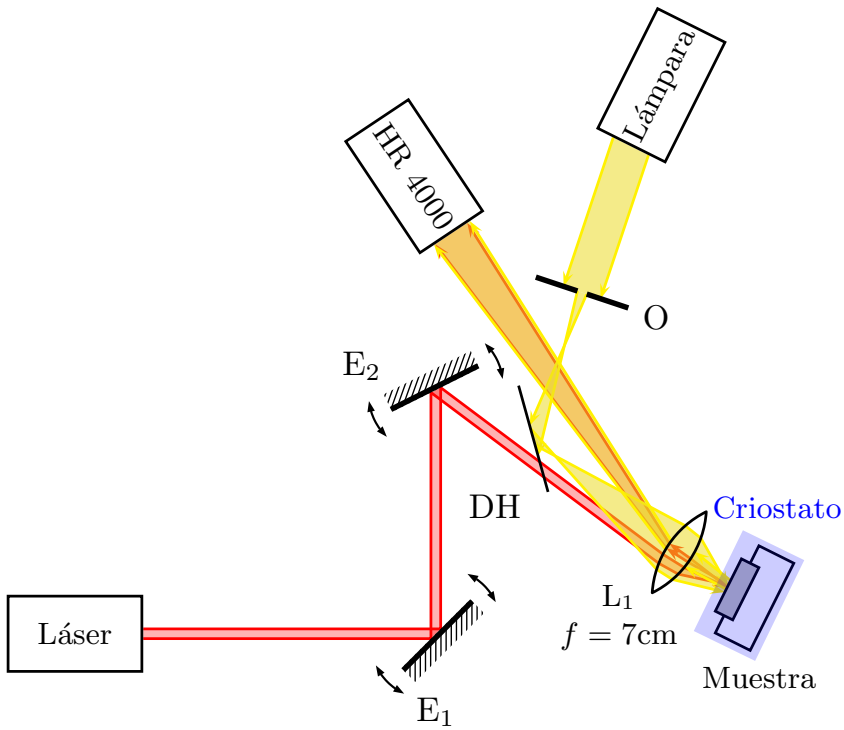


Figura 2.6: Arreglo óptico para la caracterización óptica ex-situ donde E_1 es el primer espejo del montaje por consecuente el espejo número 2 del montaje etiquetado como E_2 y DH es el divisor de haz. En este arreglo se puede medir simultáneamente la reflectividad y la fotoluminiscencia de la muestra.

[II]En este montaje también se pueden realizar mediciones resueltas en ángulo, montando la fibra óptico en una base milimétrica.

El criostato se ha montado sobre un base con dos ejes (y, z) de traslación, con el propósito de realizar mediciones en diferentes puntos de la muestra. El reflejo de la luz proveniente de la muestra incide sobre la lente (L_1) la cual colima y magnifica la el haz, este se dirige a la entrada de la fibra óptica la cual se conecta a la entrada del espectrómetro comercial HR400 de la marca Ocean Optics. Este espectrómetro es el mismo con el que se realizan las mediciones in-situ durante el crecimiento. Si bien, la resolución del espectrómetro parece ser limitada comparada con los sistema convencionales como el monocromador el cúal tiene resoluciones de hasta $\approx 0.02nm$, nos permite realizar mediciones de una manera rápida y efectiva para verificar los parámetros de las MC crecidas.

Para el arreglo óptico de fotoluminiscencia se ha montado un diodo láser con una longitud de onda de $680nm$, el cual incide sobre un arreglo de espejos planos (E_1 y E_2)estos espejos están posicionados para que la luz del láser se enfoque a la muestra por medio de la lente (L_1). El arreglo de fotoluminiscencia al igual que el arreglo de reflectividad esta optimizado para realizar mediciones a incidencia normal $k = 0$. Gracias al diseño y optimización de estos arreglos experimentales, se logro medir con gran facilidad y rapidez, cada medición realizada es el promedio de un conjunto de mediciones tomadas por el espectrómetro durante un intervalo de tiempo de $50ms$.

3

Resultados

En este capitulo se muestran los resultados obtenidos de los crecimientos realizados.

Contenido

3.1 Primer Crecimiento 25
3.1.1 Primera Sesión 25
3.1.2 Segunda Sesión 27
3.2 Segundo Crecimiento 28
3.2.1 Primera Sesión: DBR Inferior 30
3.2.2 Segunda Sesión: Cavidad + Espejo Superior. 33
3.2.3 Análisis SEM 36
3.2.4 Mediciones a baja temperatura (T=15K) 38

3.1 Primer Crecimiento

En este crecimiento se realizó en dos sesiones. En la primera sesión se comenzó co la preparación e introducción de la muestra substrato de GaAs [100], posteriormente se realizaron los pasos previos al crecimiento. Primeramente se calentó el substrato a una temperatura de 600℃ esto con el fin de aumentar la cinética de las moléculas y obtener un crecimiento homogéneo, cabe mencionar que la muestra se mantiene rotando para incrementar la homogeneidad de moléculas proyectadas. La temperatura del substrato se mide con un pirómetro hasta llegar a la temperatura deseada. Previo al crecimiento de la MC, se crece una capa buffer de GaAs [100] para tener una superficie plana. Durante este proceso fueron calculadas las tazas de flujo de cada del Al y del Ga,por medio de un haz rasante de electrones de alta energía (RHEED).[32] Los tiempos de deposición de las capas dependen de la tasa de crecimiento, que a su vez depende de las temperaturas de el sustrato y de cada una de las fuentes de los haces constituyentes, estas tienen por lo tanto un efecto directo sobre el proceso de crecimiento.[33] La temperatura del Al utilizada fue de 1043℃ para Ga 840℃ con una presión de 5.7×10^{-8}Torr. Las tasas de deposición de las aleaciones AlGaAs utilizadas fueron:

Material	Tasa de crecimiento
$Al_{0.5}GaP0.5As$	0.1482 nm/s
GaAs	0.0736 nm/s
AlAs	0.0593 nm/s

Tabla 3.1: Tasas de deposición de los materiales empleados en el crecimiento

Con la información de la tabla 3.1 de las tazas de crecimiento se alimenta un programa que permite la apertura y el cierre automatizado de obturadores de las celdas que contienen los elementos a depositar.

El método de crecimiento de cada capa consiste en crecer una superred la cual esta compuesta por sub-capas de AlAs/GaAs. El procedimiento consta de mantener a una temperatura fija las celdas de efusíon y del substrato, con un flujo de As constante, es decir, la celda de efusión que contiene al As se mantiene abierta, variando unicamente la apertura de las celdas de Ga y Al.

3.1.1 Primera Sesión

Con la preparación descrita en la sección anterior se procede a realizar el crecimiento de cada capa que compone al DBR inferior compuesto en principio por 25 pares de capas de $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$. Se comenzó tomando una medición de reflectividad del substrato, para tener una referencia y normalizar cada medición

de cada capa crecida con el sistema. Previamente se realizaron las simulaciones a temperatura de crecimiento 600℃ de la reflectividad capa por capa con el método de matrices de transferencia y a partir de esto sabemos que de cada capa crecida de indice de refracción alto debe presentar un máximo en $\lambda = 840nm$. La longitud de onda a la que esta centrada la MC tiene un corrimiento hacia el rojo debido a la fuerte dependencia de los indices de refracción con la temperatura. Para el caso del indice de refracción bajo, se presenta un mínino igualmente centrado en $\lambda = 840nm$. El monitoreo se realiza observando las posiciones de los mínimos y máximos de reflectancia que se obtienen en $\lambda = 840nm$ después de crecer una capa de indice de refracción bajo o alto, respectivamente (véase figura 3.1).

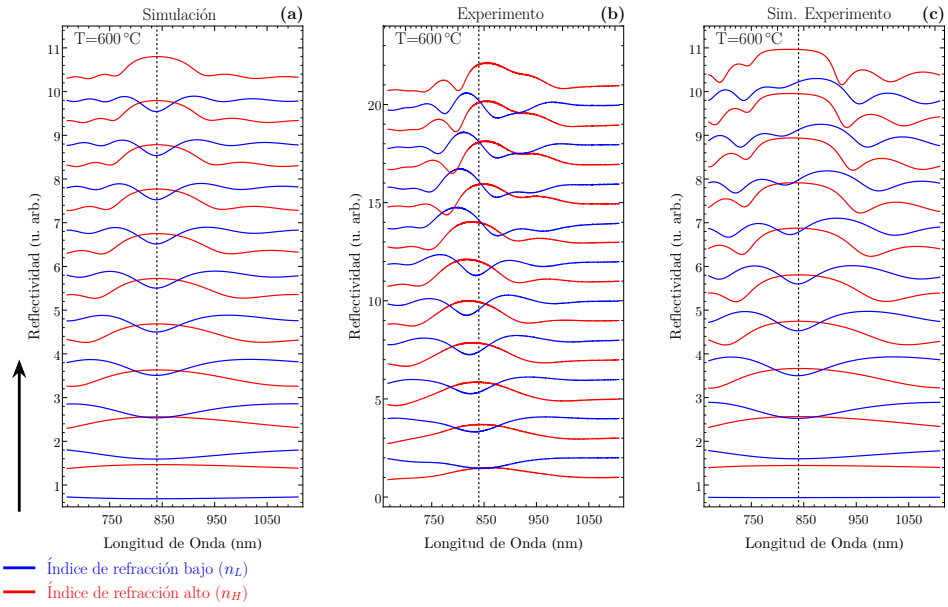


Figura 3.1: Resultados de la primera sesión del crecimiento, la linea punteada en cada gráfica señala la longitud de onda donde debe estar centrada la reflectividad de cada capa. (a) Simulación capa por capa de la reflectividad. (b) Mediciones experimentales de la reflectividad capa por capa. (c) Simulación de las mediciones experimentales.

Experimentalmente se observó un corrimiento de los mínimos y máximos a 830 nm debido a que el espesor de las capas era menor al esperado. Sin embargo, el hecho de las posiciones de los mismos coincidan, denota que el crecimiento es uniforme. Para aumentar la tasa de crecimiento se incrementó la temperatura de la celda de Al de 1043℃ a 1050℃ en la capa 13, y en la capa 14 se observó un incremento en la posición de su máximo. Sin embargo, al iniciar la capa 15 hubo un problema mecánico con los obturadores de la celdas, por lo que se creció una capa defectuosa. A partir de ahí, la forma de línea de los espectros se deformó. Se disminuyo la temperatura del Al a 1048℃ y del Ga a 847℃ en el inicio de la capa 17 para

tratar de recuperarla. Este cambio sin embargo no fue exitoso por lo que se detuvo el crecimiento. En la figura 3.1c se trato de simular las mediciones experimentales a partir de los cambios realizados en temperatura, se puede observar que la forma de linea evoluciona de manera similar al experimento y con ello nos damos cuenta que las capas son en aproximadamente %5 mas delgadas de lo esperado. Con esto nos damos cuenta del poder de las simulaciones para determinar errores en el crecimiento, aunque no se logro mejorar la simulación esto debido al error en los obturadores del sistema, ya que es un parámetro que físicamente no se puede contemplar en la simulación.

3.1.2 Segunda Sesión

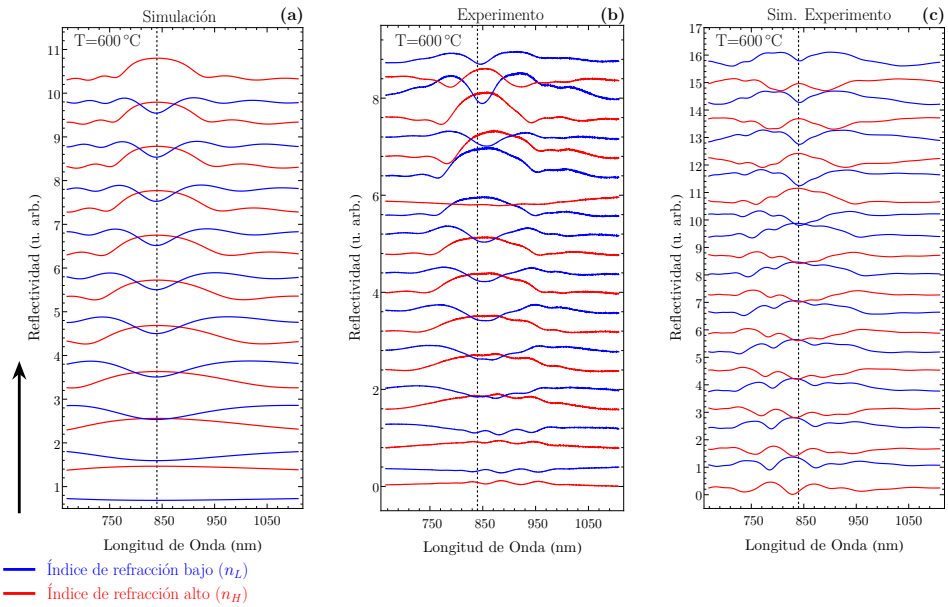


Figura 3.2: Resultados de la segunda sesión del crecimiento, la linea punteada en cada gráfica señala la longitud de onda donde debe estar centrada la reflectividad de cada capa. (a) Simulación capa por capa de la reflectividad. (b) Mediciones experimentales de la reflectividad capa por capa. (c) Simulación de las mediciones experimentales.

En la segunda sesión figura 3.2, se creció una capa gruesa para cubrir el crecimiento anterior con una capa de GaAs de $0.6\mu m$ de espesor. La forma de línea inicial (figura 3.2a y figura 3.2b) mostraba algunas trazas de la estructura del primer crecimiento, ya que la capa buffer no es completamente opaca. Estos, sin embargo, no afectan los resultados principales. Para este crecimiento, se aumentó la temperatura de las celdas un grado respecto al inicio de la primera sesión. La figura 3.2b muestra

los resultados obtenidos de los espectros de cada capa, aunque esta vez ligeramente por encima del valor de λ esperado de 840nm. En la capa 15, sin embargo, hubo nuevamente una falla mecánica que provocó que se depositaran dos capas de mismo índice (alto) de refracción, formando una capa de $\lambda/2n$. Por ende, se modificaron las formas de línea de los espectros. Posteriormente se realizó una simulación numérica de la distribución del campo eléctrico en la estructura, para ver los efectos de la doble capa crecida (figura 3.3).

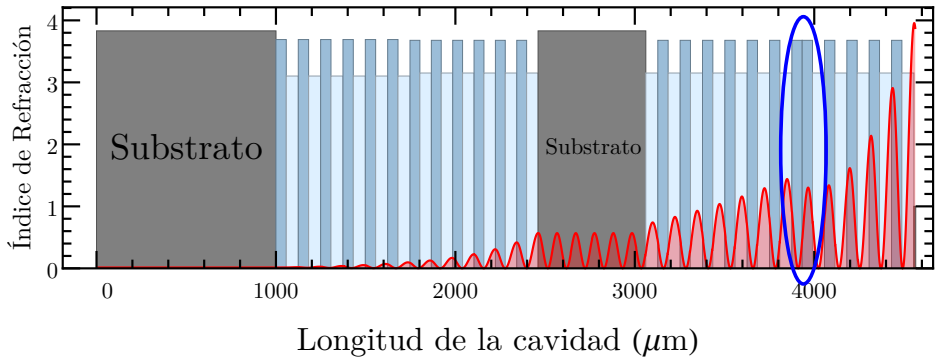


Figura 3.3: Perfil de distribución del Campo Eléctrico en el espejo crecido, se puede observar la doble capa de igual espesor que se creció en este DBR.

3.2 Segundo Crecimiento

Para este segundo crecimiento se consideraron las fallas mecánicas que se presentaron en el crecimiento anterior, por lo cual se desarrollo un nuevo sistema para la automatización de los obturadores. Cabe mencionar que el crecimiento de este tipo de estructuras requiere de un trabajo arduo y preciso, es por eso que se requiere de un sistema muy preciso y robusto. Anteriormente se menciono que el crecimiento de cada capa es crecida como una superred. Utilizando las tasas de deposición que se muestran en la tabla 3.2 los parámetros que constituyen la superred para $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ y $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ se muestran en la siguiente tabla:

Material	Flujo
GaAs	0.1668 nm/s
AlAs	0.1722 nm/s

Tabla 3.2: Tasas de deposición de los materiales empleados en el segundo crecimiento

Cada capa que compone a los DBR's se compone de una superred, es decir cada capa esta compuesta a su vez de 20 capas (para el caso de este trabajo) lo cual

$Al_{0.1}Ga_{0.9}As$		
Espesor:57.4 nm		
Número de sub-capas:20		
Sub-capas:		
Material	Espesor (nm)	Tiempo de crecimiento (s)
GaAs	4.59	28.7006
AlGaAs	1.14	3.47886
$Al_{0.9}Ga_{0.1}As$		
Espesor:67 nm		
Número de sub-capas:20		
Sub-capas:		
Material	Espesor (nm)	Tiempo de crecimiento (s)
AlAs	5.36168	31.5
AlGaAs	1.34042	4

Tabla 3.3: Descripción detallada de la superred para $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ y $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$

implica 20 aperturas por capa, si una MC se compone de 115 capas incluyendo ambos DBRs y parte activa, se hacen un aproximado de 2300 aperturas. En el crecimiento anterior se noto que alrededor de 100 aperturas el sistema de control fallaba, esto debido a un problema tanto mecánico como en la programación de los motores que controlan los obturadores. Para resolverlo el Dr. Oscar Nuñez implemento el nuevo sistema de control y automatización, al cual se realizaron pruebas exhaustivas de las aperturas de los obturadores en las que se llevo a cabo 2500 aperturas sin problema alguno. Además se implemento la opción de actualizar el tiempo de deposición para cambiar el espesor de las capas, en lugar de cambiar la temperatura de la celda, como se hizo anteriormente.

Realizando el procedimiento previo al crecimiento, se calcularon las nuevas tazas de deposición (tabla 3.2) con las cuales se alimenta el programa que genera el control de las aperturas para cada capa, en este mismo se puede realizar el cambio de espesor en cada capa. Este pequeño programa genera un archivo de texto con columnas como se muestra en la tabla 3.4, con este archivo se alimenta el programa de control de los obturadores.La primera columna es el índice que indica el número de operación, las siguientes 5 columnas corresponden a las diferente celdas (Ga, Al, In, Si, Be) y se les asigna un 1 o un 0 según el estado (abierta o cerrada, respectivamente) en cual se quiere que estén por el tiempo de la ultima columna. El total de pasos corresponde al número total de aperturas.

Este crecimiento se dividió en dos sesiones, ya que el tiempo que se requiere para generar la estructura total exige aproximadamente 12 horas continuas de trabajo.

Total de Pasos: 2463						
No Paso	Ga	Al	In	Si	Be	Tiempo (ms)
1	1	0	0	0	0	28906
2	1	1	0	0	0	3555
3	1	0	0	0	0	28906
4	1	1	0	0	0	3555

Tabla 3.4: Ejemplo del archivo generado por el programa que retroalimenta al programa de control y automatización de las celdas.

3.2.1 Primera Sesión: DBR Inferior

En esta primera parte del crecimiento se observaron máximos y mínimos centrados 40 nanómetros mas abajo del valor calculado ($\lambda_{600^\circ C} = 840$) lo cual indica que el espesor de cada capa es menor en la capa 14 se decidió aumentar la temperatura (Al : 4°C,Ga : 2°C) para aumentar la cantidad de material que se deposita en cada capa y por ende, su espesor. La evolución en la forma de linea se notó en la siguiente capa como se puede ver en la figura 3.4.

Se realizaron las simulaciones de los resultados obtenidos experimentalmente a partir de los cambios realizados durante el crecimiento, podemos observar una fuerte relación entre las simulaciones y el experimento, por lo que se puede reproducir de una manera efectiva y a partir de esto obtener la información correspondiente a los espesores de las capas. Estas primeras capas presentan según los cálculos, una reducción del espesor en aproximadamente $5\,\% \approx 3nm$.[34]

Al aplicar el cambio en temperatura se observó (figura 3.6) un cambio en la forma de linea, la cual se vuelve asimétrica. Debido a esto se decidió regresar a las temperaturas iniciales con el fin de recuperar la forma de linea.

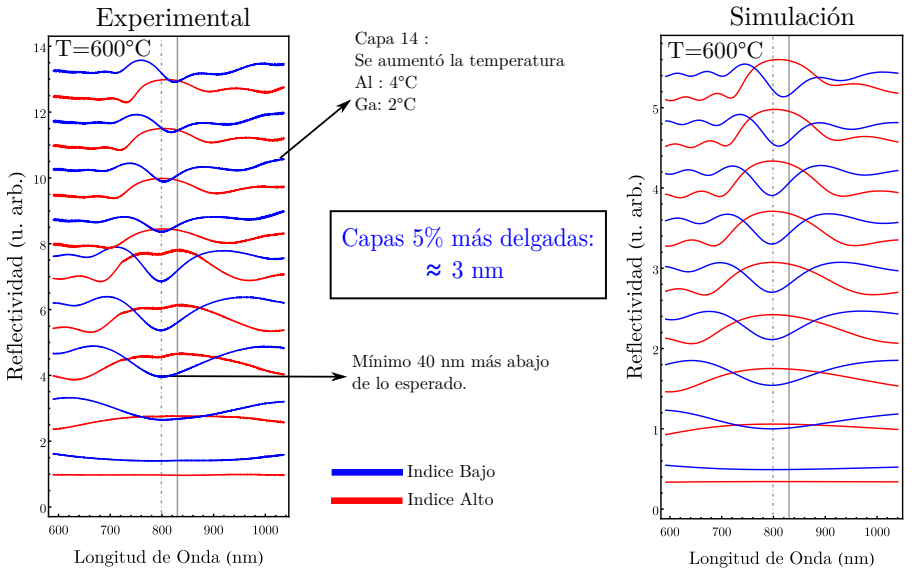


Figura 3.4: Resultados de las mediciones (in-situ) de las primeras 17 capas y las simulaciones de estas a partir de los cambios en los parámetros de crecimiento. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

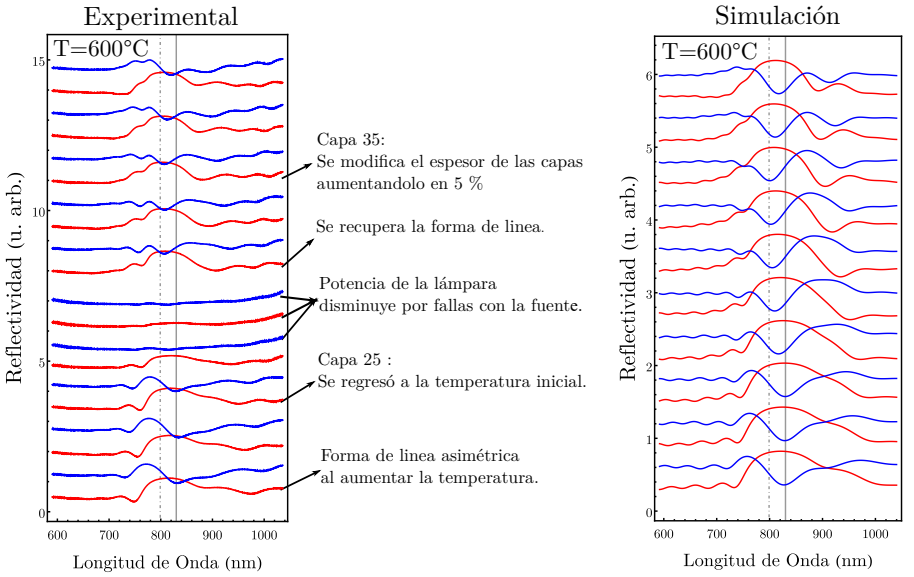


Figura 3.5: Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 20-40 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

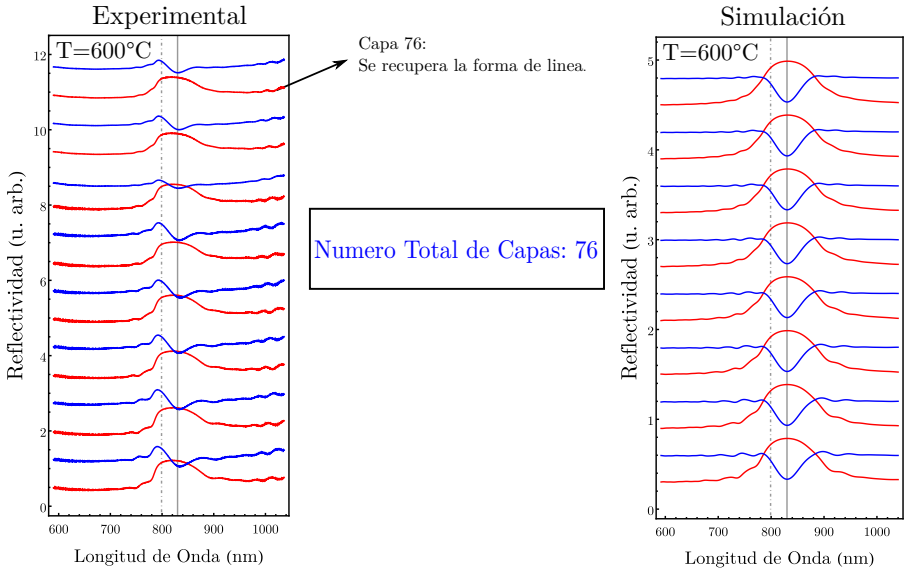


Figura 3.6: Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 60-76 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

En la figura 3.6 se puede observar que al regresar a las temperaturas iniciales la forma de linea se recupera, posteriormente en la capa 35 se realiza un cambio en la estructura aumentando en 5 % el espesor de las capas, el comportamiento de las formas de linea es similar al cambio producido por el aumento en temperaturas. Esto confirma de forma directa que aumentar la temperatura de la celda tiene el mismo efecto que cambiar el tiempo de crecimiento de cada capa. Por otro lado, según las simulaciones realizadas posteriormente, muestran que la asimetría en la forma de línea es esperada para esta secuencia particular de capas. Dado un comportamiento asimétrico que produjo el cambio en el aumento de espesores, se aumentó el número de capas para el primer DBR, esto con el objetivo de recuperar la forma de linea simétrica.

La estructura original (figura 2.2) contenía un total de 50 capas para este DBR, se incrementaron capas hasta lograr una forma de linea simétrica en este caso se llego a un total de 76.

En esta primera parte del crecimiento se lograron detectar los errores en espesores de las capas crecidas, se aplicaron cambios en tiempo real, tanto en temperatura de las celdas de los materiales, como a la parte de la estructura mediante el software de control. Los resultados obtenidos de este primer DBR nos indican que el espesor de las capas es menor al nominal, y que aunque se logro recuperar una forma de linea simétrica, la estructura se centro 10 nanómetros mas abajo de lo esperado.

Como consecuencia se realizó un re-diseño de la MC como se explica en la siguiente sección.

3.2.2 Segunda Sesión: Cavidad + Espejo Superior.

En el crecimiento del primer DBR se obtuvieron resultados que si bien, no corresponden con los calculados originalmente para PCus de 15 nm ($lambda = 807$ nm a 15K), permitían continuar con el crecimiento para obtener una MC completa, para ello calculó una nueva estructura dado que la longitud de onda a la que se centro el la región de alta reflectividad de los DBR resultante es 10 nm menor a la esperada. De las mediciones experimentales se obtuvo que la longitud de onda a temperatura de crecimiento $\lambda_{600°C} = 830$nm. Con esta información se realizaron la temperatura de operación $T_{QW} = 15K$ y obtuvo la nueva longitud de onda a la que estaría centrada la MC $\lambda_0 = 795$nm. A partir de esto se diseño una nueva cavidad en la cual la parte activa estaría compuesta por 3 pozos cuánticos de 9 nm de espesor. El espesor de los pozos cuánticos se escoge en función de la longitud de onda de emisión, ya que como se ha visto debe empatar con la longitud de onda $\lambda_0 = 795$nm a la cual esta centrada la cavidad.

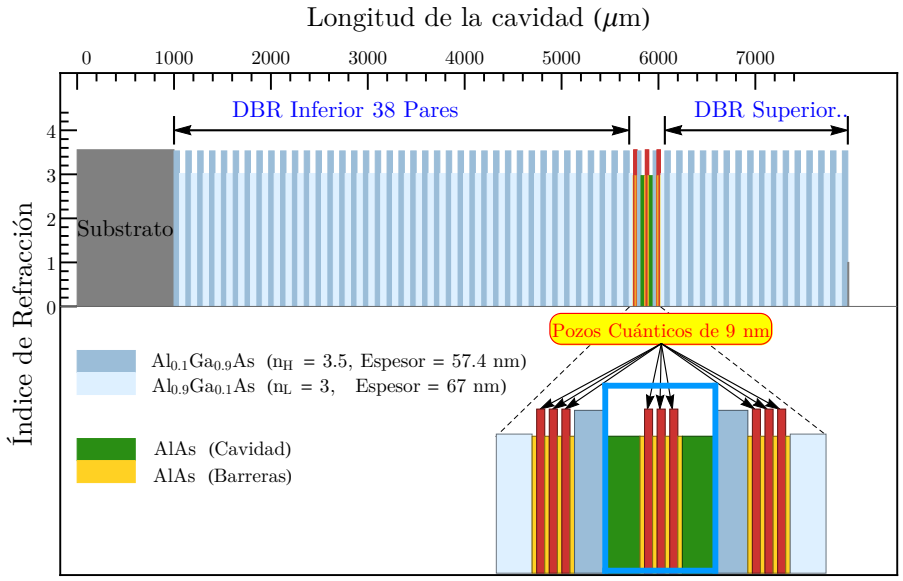


Figura 3.7: Esquema de la MC aplicando los nuevos parámetros.

Continuando con el crecimiento de la parte activa de la MC con los nuevos parámetros (figura 3.7) se obtienen resultados diferentes a los esperados, como se puede

ver en la figura 3.8 la cavidad se esperaba estuviese centrada a $\lambda_{600^\circ C} = 830$nm, las simulaciones muestran que la parte de la cavidad es en aproximadamente 5 % mas delgada por lo tanto se ha recorrido nuevamente. Se decidió, sin embargo continuar con el crecimiento de la estructura completa, con el fin de lograr extraer información de los errores obtenidos y a partir de estos detallar un nuevo crecimiento.

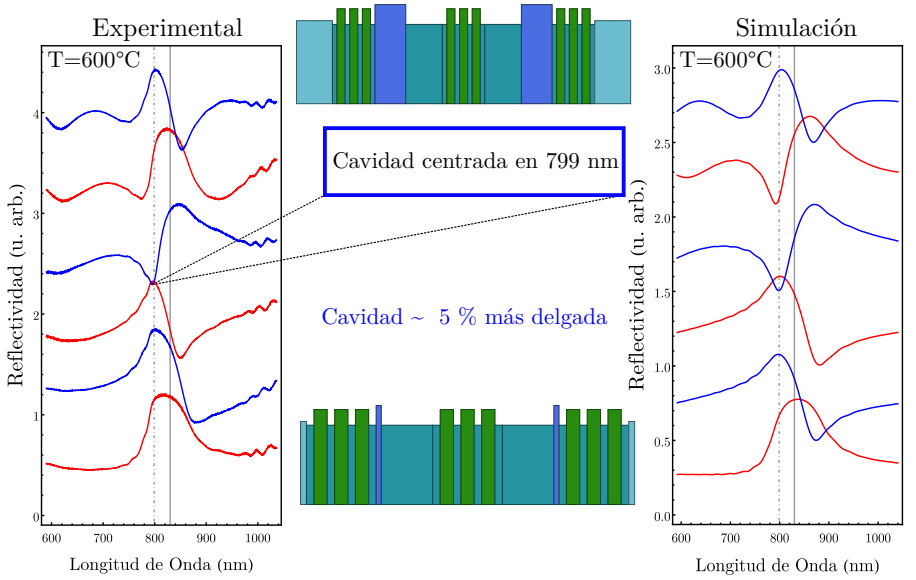


Figura 3.8: Resultados de las mediciones (in-situ) de la cavidad y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

En las figuras 3.9 a 3.11 se muestra la evolución del crecimiento de cavidad completa, hasta el termino de la misma. Se observa la evoluciíon de la zona de alta reflectividad figura 3.9, el cual no esta centrado en donde se esperaba pero su forma de linea se conserva durante el crecimiento, conforme el crecimiento avanzo se decidió aplicar un cambio en la temperatura de las celdas, con el fin de aumentar la cantidad de material depositado y tratar de recorrer a la longitud de onda esperada. Observamos que a partir de la capa 122 en la cual se aumentaron las temperaturas correspondientes de aluminio en 2℃ y de galio en 1℃ (figura 3.10) la forma de linea comienza a cambiar nuevamente y en efecto se logra acercar el centro de la cavidad MC a la longitud esperada. Se concluyó el crecimiento completo de esta MC con un total de 135 capas, posteriormente la MC fue tomada para su análisis de mediciones a temperatura de operación.

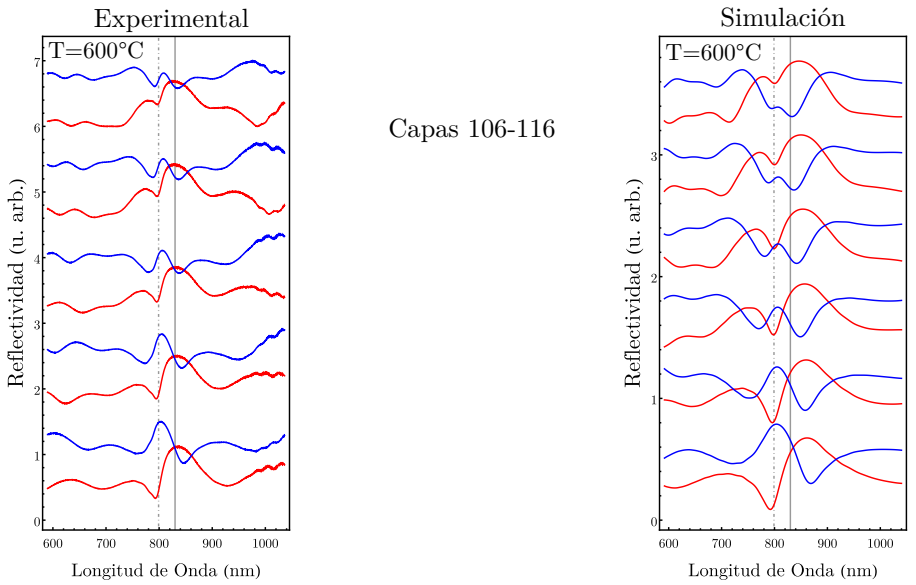


Figura 3.9: Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 106-116 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

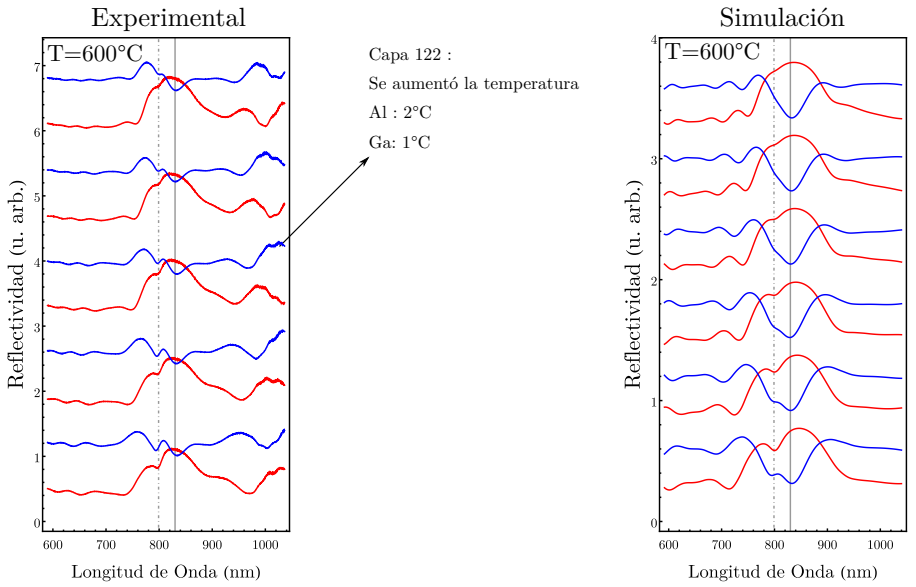


Figura 3.10: Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 116-126 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

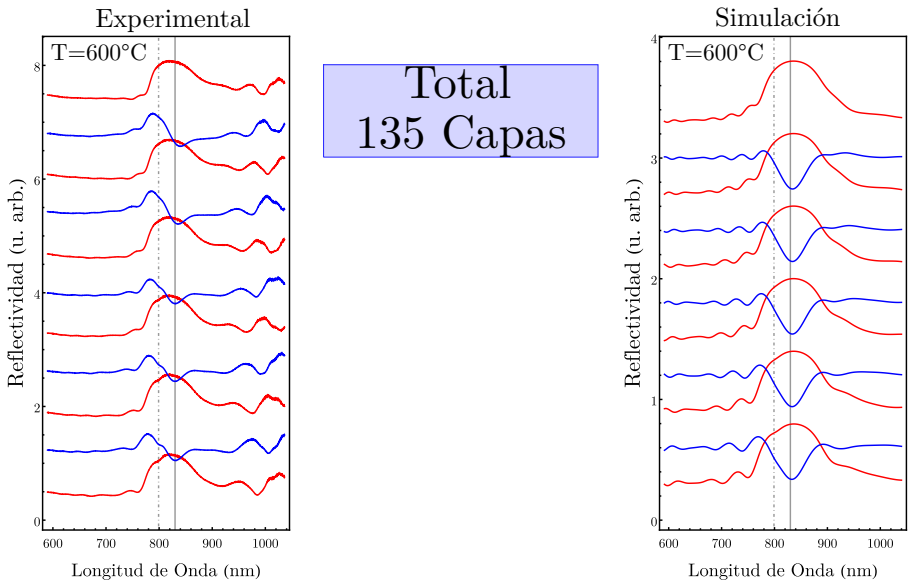
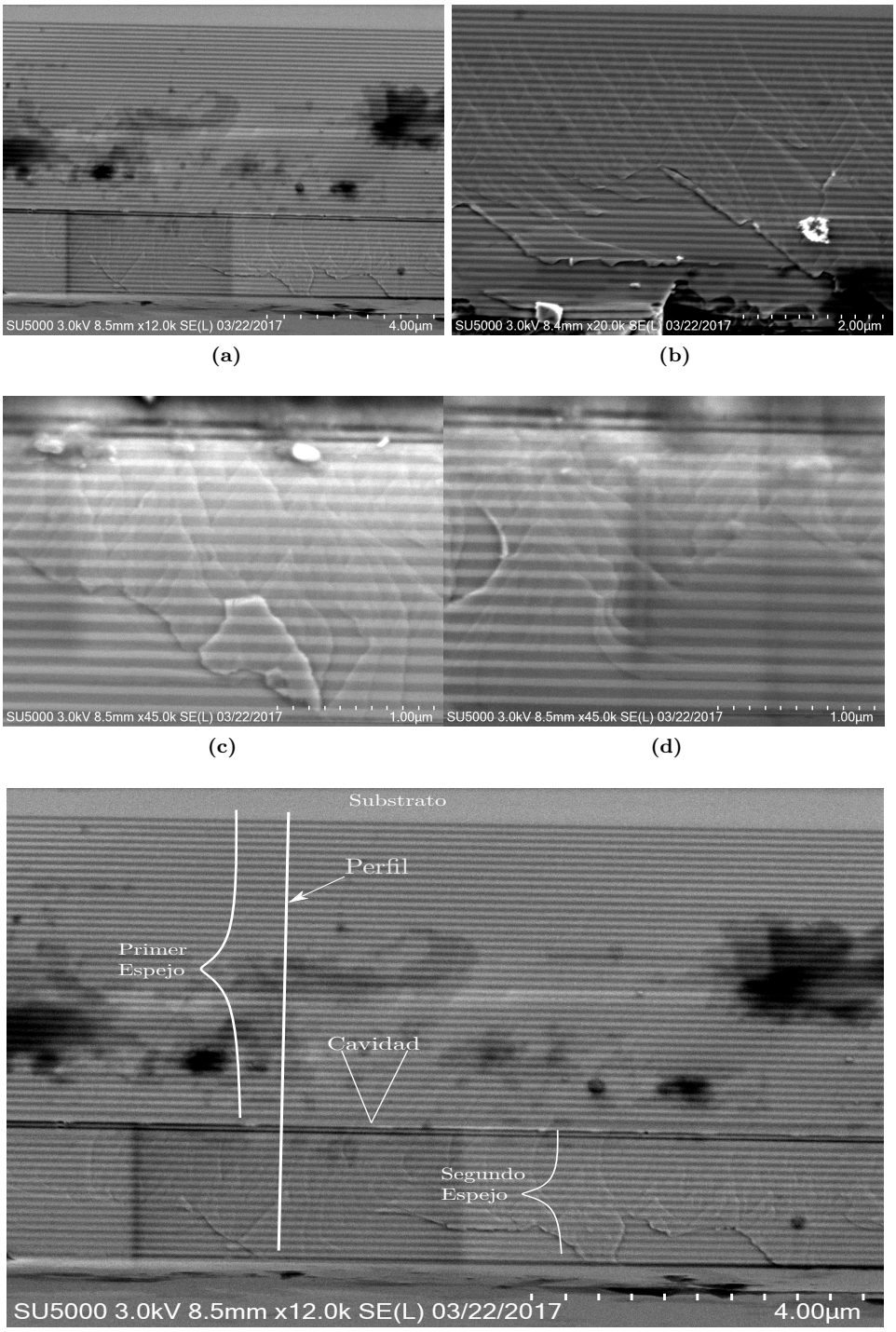


Figura 3.11: Resultados de las mediciones (in-situ) de la capas 126-136 y sus respectivas simulaciones. La linea punteada nos dice donde esta centrada la respuesta experimental y la linea solida indica el lugar donde debería estar centrada.

3.2.3 Análisis SEM

En esta sección se muestran los resultados SEM (por sus siglas en ingles) de la MC crecida, el objetivo de este estudio es la observar físicamente la estructura, como se puede ver en las figuras 3.12a a 3.12d. En estas se muestra el contraste entre cada capa crecida y se puede apreciar que la estructura de la MC es bastante buena.

Realizando el análisis de cada imagen, se decidió centrarse únicamente el la imagen de la figura 3.12a debido a que es la única en la que se puede observar la estructura completa y se puede localizar cada parte de la misma, para las otras imágenes se desconoce el área o zona de medición.En la figura 3.12a se muestra la zona donde se obtuvo un perfil y a partir de este obtener la información el espesor de cada capa. El tamaño del pixel en la imagen analizada corresponde a una distancia de aproximadamente 8.2nm lo que limita la resolución espacial de la imagen a $\pm$4nm. Los espesores obtenidos tiene un valor muy cercano a los obtenidos mediante las simulaciones realizadas de la reflectividad. Las simulaciones nos brindaron gran información al ser los resultados mas acercados a los resultados experimentales, por esta razón se ha vuelto una herramienta auxiliar a las técnicas experimentales.



(a) **(b)**

(c) **(d)**

(e)

Figura 3.12: Imágenes obtenidas mediante SEM.

3.2.4 Mediciones a baja temperatura (T=15K)

Se realizaron las mediciones de la MC crecida, utilizando el arreglo experimental descrito en el apartado 2.4. La muestra de aproximadamente 1/4 de oblea, fue clivada como se muestra en la figura 3.13. Las líneas punteadas indican las secciones hechas. Las mediciones se realizaron en la región 1 y 2 como muestra en la figura 3.13.

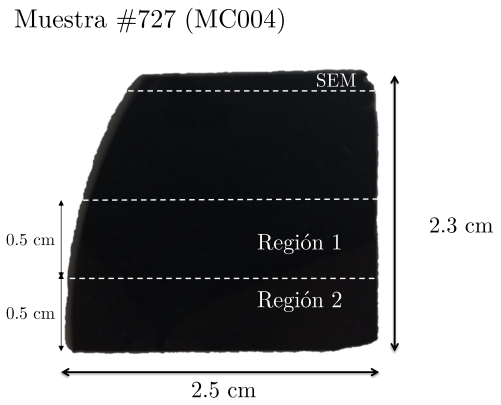


Figura 3.13: Regiones de la muestra donde se realizaron las mediciones.

De las regiones 1 y 2 se realizaron mediciones a lo ancho de la muestra en puntos equidistantes a lo largo de las mismas como se ilustra en la figura 3.14a, en la regioń 2 se midió de manera simultanea Reflectividad y Fotoluminiscencia.

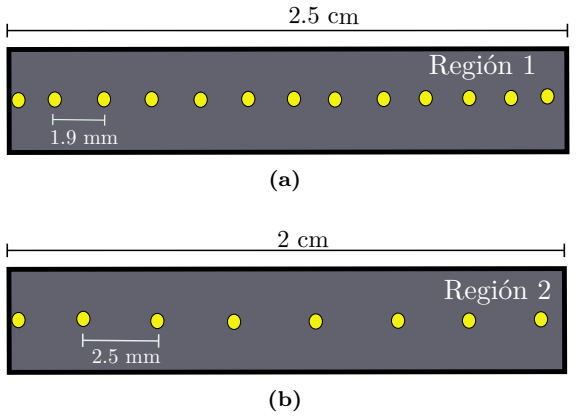


Figura 3.14: Regiones 1 y 2 de la muestra donde se realizaron las mediciones.

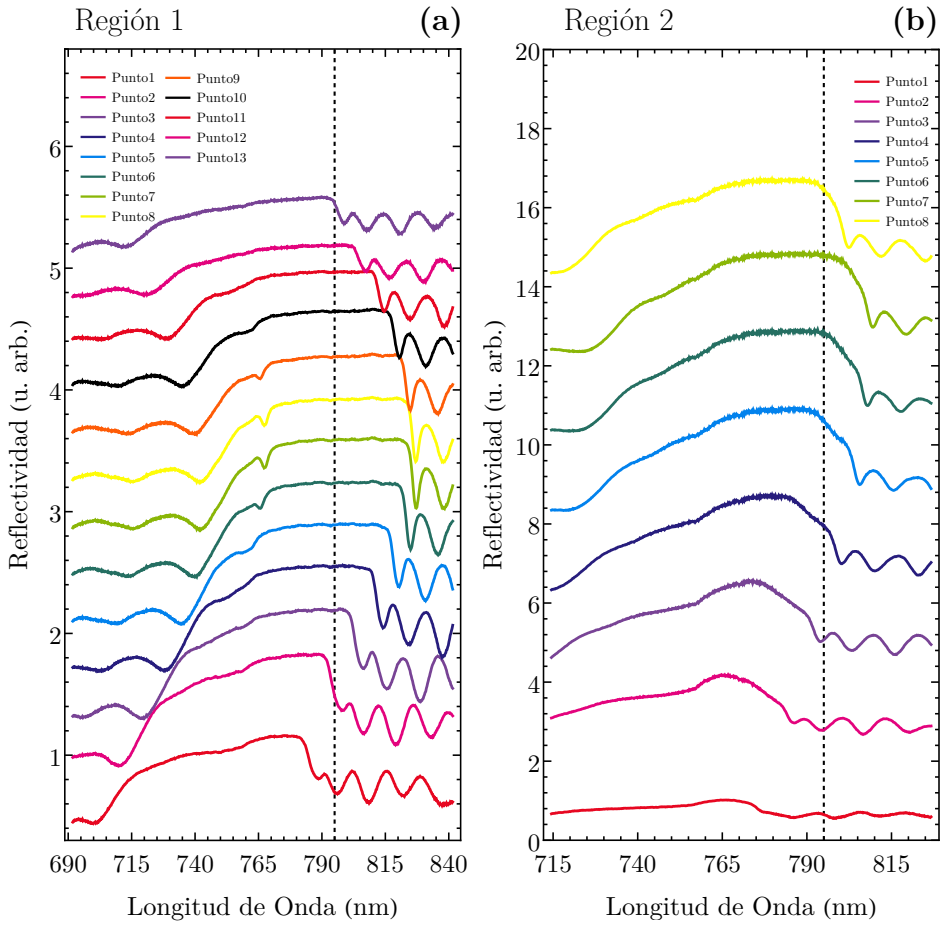


Figura 3.15: Mediciones de Reflectividad en las regiones 1 y 2 de la muestra, la linea punteada en $\lambda_0 = 795$nm indica la longitud de onda central nominal de la región de alta reflectividad.

En la regón número 2 se clivó la muestra para realizar una medición de canto de esa pequeña parte clivada con el objetivo de medir la energía del PCu directamente. Cabe mencionar que esta medición no fue exitosa debido a que la señal del luminiscencia del PCu fue indetectable. Esto se puede entender debido al pobre traslape entre la mancha del láser de alrededor de 500μ y el área transversal de los PCu (6x9nm=54nm en total). Los resultados obtenidos (figura 3.15) muestran que en la región central de la muestra (figura 3.15a puntos 6,7,8), la región de alta reflectividad esta centrada donde se esperaba, no obstante la resonancia de la MC no lo esta, debido a que el ancho de la cavidad es menor al nominal el mínimo de reflectividad (figura 1.10) puede ser menor y dado que la resolución del espectrómetro utilizado es una limitante, no se observa respuesta alguna. También

se puede observar que no es homogéneo el crecimiento en la muestra, en la región 1 que esta mas cerca del centro del muestra se observa una dependencia de la longitud de onda central de la banda de alta reflectividad con la posición sobre la muestra, lo cual puede ser atribuido a un cambio en la concentración de las capas, en la regíon dos se ve una forma de linea muy diferente a la forma de linea que muestra la región 1. Existen factores que pueden ser los causantes de que el crecimiento no sea homogéneo, uno de ellos se pude atribuir a un gradiente en temperatura del portamuestras. Como consecuencia la movilidad de las partículas en la superficie del substrato no es la suficiente y su distribución no es uniforme. En la figura 3.15 en el punto 7 y 8 se observa un mínimo de la reflectividad que corresponde a la resonancia de la cavidad, localizada alrededor de 760nm, por lo que esta parte de la MC también muestra un espesor menor al esperado. De las mediciones de fotoluminiscencia no se observó señal de ninguna muestra, por eso se omite su gráfico. Como se mencionó anteriormente, el espesor de la cavidad es menor al nominal, por consecuente se espera que el espesor de los PCu también sea menor. Por tanto se puede asumir que la longitud de onda de emisión está dentro de la zona de alta reflectividad, por lo que no puede escapar y como consecuencia no obtener señal de fotoluminiscencia.

Para corroborar el espesor de los pozos cuánticos, se realizaron varias simulaciones de la reflectividad, tomando como referencia la parte central de la muestra. Las simulaciones se realizaron modificando los parámetros de los espesores en los PCu así como el espesor de la cavidad. Cabe resaltar que el resultado más aproximado se obtuvo al modificar el espesor de los PCu en comparación con modificar unicamente el espesor de la cavidad. Los resultados se obtuvieron cambiando el espesor de los PCu a 6nm y barreras de 3nm.

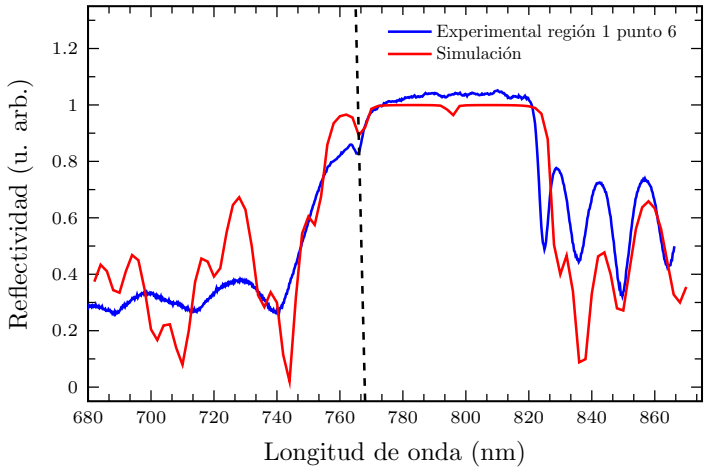


Figura 3.16: Medición experimental comparada con la simulación con PCu y barreras de espesor más pequeño.

4

Conclusiones

En esta capitulo se describen las conclusiones sobre este trabajo y las perspectivas de futuro del mismo.

El crecimiento de este tipo de estructuras requiere de mucha precisión en el sistema de crecimiento y diseño de la estructura. Además la experiencia es un factor clave para controlar y detectar los errores durante el crecimiento. En este trabajo se llevaron a cabo dos crecimientos de los cuales en el segundo se logro obtener una muestra con una región de alta reflectividad de muy alta calidad y centrada en donde se quiere. Por otro lado, las imágenes obtenidas mediante SEM muestran que las interfaces son abruptas y los espesores están bien controlados. Asimismo, las simulaciones permiten describir de una manera muy precisa la estructura. Esto denota que el control in-situ permite tener una alta eficiencia en la producción de muestras, ya que permite detectar cambios en los espesores de hasta 1 nm.

Los resultados experimentales nos han brindado la información necesaria para la planeación de nuevos crecimientos. El desarrollo en el sistema de control de los obturadores nos ha permitido controlar el espesor de las capas en tiempo real, además el sistema de caracterización óptico in-situ se ha convertido en el punto clave de la detección de errores durante el crecimiento. De acuerdo a las simulaciones, el espesor de los PCu es menor al nominal. Esto se atribuye a que el tiempo que permanecen cerrados los obturadores de las celdas entre cada capa crecida no es suficiente y por tanto la cantidad de material acumulada es menor. Como consecuencia al abrir los obturadores la cantidad de material depositada no es lo suficiente y como resultado los espesores son mas delgados. Debido a esto se tiene planeado controlar el tiempo de aperturas entre cada capa crecida, para lograr obtener espesores adecuados. Con estas observaciones se ha llevado ha cabo la planeación de los experimentos a futuro:

- Crecer la cavidad con algunos pares DBR (inferiores) para caracterizar el espesor de los PCu, sin considerar el tiempo que permanecen cerrados los obturadores.
- Crecer la cavidad con algunos pares DBR (inferiores) para caracterizar el espesor de los PCu, considerando el tiempo que permanecen cerrados los obturadores.
- Crecer el DBR inferior, posteriormente crecer la mitad de la cavidad para ver el mínimo de reflectividad y verificar si esta centrado de forma correcta. De ser así continuar con el crecimiento de la misma para después crecer el DBR superior. Por otro lado, si el mínimo de reflectividad no se encuentra centrado donde se espera, se llevaría a cabo el re-diseño de la MC para centrarla adecuadamente.

A lo largo de este trabajo he obtenido una gran experiencia gracias a la calidad de investigación que se lleva acabo en el instituto, cada resultado obtenido me ha brindado a mi y al grupo de trabajo información de gran utilidad para que en un futuro próximo sea exitoso y permita abrir un nuevo campo en la física experimental de semiconductores en México.

A

Apéndice

Contenido

A.1 Matrices de Transferencia 44
A.1.1 Formulación para un sistema multicapas 46

A.1 Matrices de Transferencia

El método de matrices de transferencia (Transfer Matrix Method) es un método utilizado en óptica para analizar la propagación de las ondas electromagnéticas través de un medio.[35] La reflexión de la luz desde una única interfaz entre dos medios es descrito por las ecuaciones de Fresnel. Sin embargo, cuando hay múltiples interferencias, como en la figura A.1, las propias reflexiones también son parcialmente transmitidas, para después ser reflejadas parcialmente. Dependiendo de la longitud de la trayectoria exacta, estas reflexiones pueden interferir de manera constructiva o destructiva. La reflexión total de una estructura de capas es la suma de un número infinito de reflexiones.

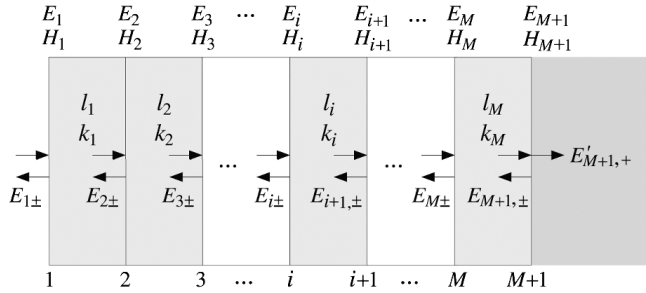


Figura A.1: Propagación de ondas electromagnéticas en un medio periódico.

El método de matrices de transferencia se basa en el hecho de que, de acuerdo con las ecuaciones de Maxwell, hay condiciones de continuidad para el campo eléctrico a través de límites de un medio. Si el campo es conocido en el comienzo de una capa, el campo en el extremo de la capa se puede derivar de una simple operación de matriz. Una pila de capas entonces se puede representar como una matriz del sistema, que es el producto de las matrices de cada capa. El paso final del método implica la conversión de la matriz del sistema de nuevo en coeficientes de reflexión y transmisión. Para dos interfaces (figura A.2).

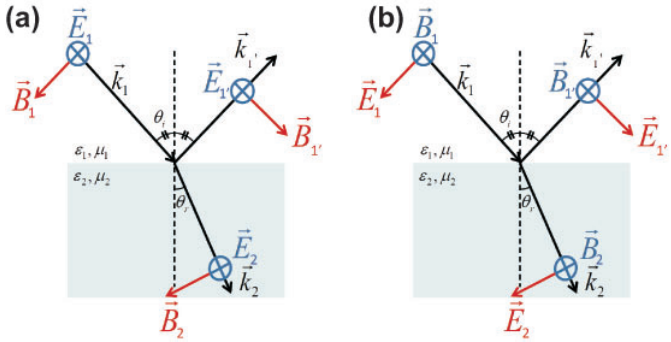


Figura A.2: Reflexión y refracción de ondas electromagnéticas **(a)** con polarización s (TE), **(b)** con polarización p (TM)

De las ecuaciones de Maxwell para la propagación de ondas electromagnéticas en un medio isotropico y homogéneo tenemos las siguientes expresiones:

$$\nabla^2 E - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad \nabla^2 H - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \tag{A.1}$$

que tiene como solución una onda monocromática.

$$\psi = Ae^{i(\omega t - k \cdot r)} \tag{A.2}$$

Tomando el sistema de coordenadas de la figura A.2 (a), donde el cambio de medio se da en la interfaz cuando $x = 0$. Las ondas con polarización s se obtienen debido a que el vector de campo eléctrico $\mathbf{E}$ es transversal al plano de incidencia, es por eso que se llaman ondas transversal eléctrico o TE por sus siglas en ingles. De las condiciones de continuidad en la interfaz $x = 0$ y asumiendo que $\mathbf{E}$ y $\mathbf{H}$ en medios no magnéticos están relacionados por medio del indice de refracción y el vector unitario de propagación mediante (A.3).

$$\mathbf{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \tag{A.3}$$

Se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} E_{1s} + E'_{1s} &= E_{2s} + E_{2s'} \\ n_1 \left(E_{1s} - E'_{1s}\right) \cos\theta_1 &= n_2 \left(E_{2s} - E'_{2s}\right) \cos\theta_2 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Este sistema de ecuaciones puede ser reescrito en forma matricial de la siguiente manera

$$D_s(1)\begin{pmatrix}E_{1s}\\E'_{1s}\end{pmatrix} = D_s(2)\begin{pmatrix}E_{2s}\\E'_{2s}\end{pmatrix} \tag{A.5}$$

donde

$$\begin{pmatrix}1 & 1\\ n_i\cos\theta_i & -n_i\cos\theta_i\end{pmatrix}, \quad i = 1,2,3,... \tag{A.6}$$

La matriz $D_s(i)$ es llamada matriz dinámica para ondas con polarización s para un medio $i-esimo$ donde $i = 1,2,3....$

Para el caso de ondas con polarización p figura A.2, las cuales tienen como característica que el campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia, también conocidas como ondas transversal magnéticas o TM por sus siglas en ingles. Realizando el mismo tratamiento que en el caso de ondas s obtenemos el sistema de ecuaciones en forma matricial

$$D_p(1)\begin{pmatrix}E_{1p}\\E'_{1p}\end{pmatrix} = D_p(2)\begin{pmatrix}E_{2p}\\E'_{2p}\end{pmatrix} \tag{A.7}$$

con su correspondiente matriz dinámica

$$\begin{pmatrix}\cos\theta_i & \cos\theta_i\\ n_i & -n_i\end{pmatrix}, \quad i = 1,2,3,... \tag{A.8}$$

A.1.1 Formulación para un sistema multicapas

De la figura A.1 la estructura se puede describir por

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & x < x_0,\\ n_1, & x_0 < x < x_1,\\ n_2, & x_1 < x < x_2,\\ \vdots & \vdots\\ n_N, & x_{N-1} < x < x_N\\ n_s, & x_N < x \end{cases} \tag{A.9}$$

donde n_l es el indice de refracción en la $l-esima$ capa, x_l es la posición de la interface entre dos capas consecutivas. El espesor de cada capa d_l este determinado

por

$$\begin{aligned} d_1 &= x_1 - x_0, \\ d_2 &= x_2 - x_1, \\ &\vdots \\ d_N &= x_N - x_{N-1} \end{aligned} \tag{A.10}$$

La distribución de campo eléctrico $E(x)$ puede escribirse como

$$E(x) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_{0x}(x-x_0)} + B_0 e^{ik_{0x}(x-x_0)}, & x < x_0, \\ A_l e^{-ik_{lx}(x-x_l)} + B_l e^{ik_{lx}(x-x_l)}, & x_{l-1} < x < x_l, \\ A'_s e^{-ik_{sx}(x-x_N)} + B'_s e^{ik_{sx}(x-x_N)}, & x_N < x, \end{cases} \tag{A.11}$$

donde

$$k_{lx} = \frac{2\pi n_l}{\lambda} \cos\theta_l \tag{A.12}$$

De (A.5) y (A.7) y de acuerdo con (A.11) A_l y B_l son las amplitudes del de las ondas en la interfaz $x = x_l$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} &= D_0^{-1} D_l \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} &= P_l D_l^{-1} D_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{1+1} \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \ldots N, \end{aligned} \tag{A.13}$$

donde $N+1$ representa s, $A_{N+1} = A'_s$, $B_{N+1} = B'_s$ y las matrices D_l son respectivamente (3.6) y (3.8). Cuando las ondas electromagnéticas pasan de un medio a otro (en la interfaz $x = x_l$) existe un cambio de fase debido a la diferencia de camino óptico, este cambio de fase es tan importante ya que nos define si existe una zona de alta reflectividad, es decir la interferencia que se forma debido al cambio de fase es constructiva, por la tanto la matriz de fase P_l se puede escribir como

$$P_l = \begin{pmatrix} e^{i\phi_l} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_l} \end{pmatrix} \tag{A.14}$$

donde $\phi_l = \dfrac{2\pi n_l}{\lambda} d_l \cos\theta_l$

La relación entre A_0, B_0 y A'_s, B'_s es debida a que son los extremos de la estructura es decir el inicio de la propagación de las ondas electromagnéticas y el medio donde

finalizan. Utilizando esto nosotros podemos hacer lo siguiente

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \tag{A.15}$$

con la matriz M dada por

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = D_0^{-1} \left[\prod_{l=1}^{N} D_l P_l D_l^{-1} \right] D_s \tag{A.16}$$

Bibliografía

[1] Jacek Kasprzak. *Condensation of exciton polaritons*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2006.

[2] León Hilario and M Ludwin. *Efecto de muchos cuerpos en transiciones ópticas en nanoestructuras semiconductoras*. PhD thesis, Universidad Nacional de Cuyo, 2010.

[3] Peter Y Yu and Manuel Cardona. *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*. Springer, 2010.

[4] Peter Cristofolini. *Optical control of polariton condensation and dipolaritons in coupled quantum wells*. PhD thesis, University of Cambridge, 2015.

[5] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 69:3314–3317, Dec 1992.

[6] Kerry J Vahala. Optical microcavities. *Nature*, 424(6950):839–846, 2003.

[7] Jacek Kasprzak, M Richard, S Kundermann, A Baas, P Jeambrun, JMJ Keeling, FM Marchetti, MH Szymanska, R Andre, JL Staehli, et al. Bose-einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443(7110):409, 2006.

[8] Tim Byrnes, Na Young Kim, and Yoshihisa Yamamoto. Exciton-polariton condensates. *Nat Phys*, 10(11):803–813, November 2014.

[9] Hui Deng, Hartmut Haug, and Yoshihisa Yamamoto. Exciton-polariton bose-einstein condensation. *Reviews of Modern Physics*, 82(2):1489, 2010.

[10] EA Cerda-Méndez, DN Krizhanovskii, M Wouters, R Bradley, K Biermann, K Guda, R Hey, PV Santos, D Sarkar, and MS Skolnick. Polariton condensation in dynamic acoustic lattices. *Physical review letters*, 105(11):116402, 2010.

[11] DK Armani, TJ Kippenberg, SM Spillane, and KJ Vahala. Ultra-high-q toroid microcavity on a chip. *Nature*, 421(6926):925, 2003.

[12] Jelena Vučković, Marko Lončar, Hideo Mabuchi, and Axel Scherer. Design of photonic crystal microcavities for cavity qed. *Physical Review E*, 65(1):016608, 2001.

[13] Vincenzo Savona. Strong coupling of exciton-polaritons in semiconductor microcavities. *Journal of crystal growth*, 184:737–744, 1998.

[14] Pochi Yeh. *Optical waves in layered media*, volume 61. Wiley-Interscience, 2005.

[15] NG Stoltz, M Rakher, S Strauf, A Badolato, DD Lofgreen, PM Petroff, LA Coldren, and D Bouwmeester. High-quality factor optical microcavities using oxide apertured micropillars. *Applied Physics Letters*, 87(3):031105, 2005.

[16] Thibaut Jacqmin, Iacopo Carusotto, Isabelle Sagnes, Marco Abbarchi, DD Solnyshkov, Guillaume Malpuech, Elisabeth Galopin, Aristide Lemaître, Jacqueline Bloch, and Alberto Amo. Direct observation of dirac cones and a flatband in a honeycomb lattice for polaritons. *Physical review letters*, 112(11):116402, 2014.

[17] V Savona, Z Hradil, A Quattropani, and P Schwendimann. Quantum theory of quantum-well polaritons in semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 49(13):8774, 1994.

[18] Jasprit Singh. *Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*. Cambridge University Press, 2007.

[19] Lucio Claudio Andreani and Alfredo Pasquarello. Accurate theory of excitons in gaas-ga 1-x al x as quantum wells. *Physical Review B*, 42(14):8928, 1990.

[20] Daniele Sanvitto and Vladislav Timofeev. *Exciton Polaritons in Microcavities: New Frontiers*, volume 172. Springer Science & Business Media, 2012.

[21] Alexey Kavokin and Guillaume Malpuech. *Cavity polaritons*, volume 32. Academic Press, 2003.

[22] Vincenzo Savona, LC Andreani, P Schwendimann, and A Quattropani. Quantum well excitons in semiconductor microcavities: Unified treatment of weak and strong coupling regimes. *Solid State Communications*, 93(9):733–739, 1995.

[23] MS Skolnick, TA Fisher, and DM Whittaker. Strong coupling phenomena in quantum microcavity structures. *Semiconductor Science and Technology*, 13(7):645, 1998.

[24] Yifu Zhu, Daniel J Gauthier, SE Morin, Qilin Wu, HJ Carmichael, and TW Mossberg. Vacuum rabi splitting as a feature of linear-dispersion theory: Analysis and experimental observations. *Physical Review Letters*, 64(21):2499, 1990.

[25] R Houdré, RP Stanley, U Oesterle, M Ilegems, and C Weisbuch. Room temperature exciton-photon rabi splitting in a semiconductor microcavity. *Le Journal de Physique IV*, 3(C5):C5–51, 1993.

[26] MICHAEL LAPP. Deposition and characterization of dielectric distributed bragg reflectors. Master's thesis, Erasmus Mundus Master of Science in Nanoscience and Nanotechnology, 2016.

[27] S Gehrsitz, FK Reinhart, C Gourgon, N Herres, A Vonlanthen, and H Sigg. The refractive index of al x ga 1- x as below the band gap: accurate determination and empirical modeling. *Journal of Applied Physics*, 87(11):7825–7837, 2000.

[28] I Vurgaftman, JR Meyer, and LR Ram-Mohan. Band parameters for iii–v compound semiconductors and their alloys. *Journal of applied physics*, 89(11):5815–5875, 2001.

[29] J Bloch, T Freixanet, JY Marzin, V Thierry-Mieg, and R Planel. Giant rabi splitting in a microcavity containing distributed quantum wells. *Applied physics letters*, 73(12):1694–1696, 1998.

[30] Edgar Cerda. *Optical study of $PGa_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}/Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ multi-quantum-well-based structures and devices.* phdthesis, UNIVERSIDAD AUTONOMA DE SAN LUIS POTOSI. FACULTAD DE CIENCIAS, 2005.

[31] K Biermann, EA Cerda-Méndez, M Höricke, PV Santos, and R Hey. Controlled growth of exciton–polariton microcavities using in situ spectral reflectivity measurements. *Journal of Crystal Growth*, 323(1):56–59, 2011.

[32] Jorge Ortega. *Espectroscopía de Reflectancia Diferencialde GaAs (001): Aspectos Básicos y Aplicaciones.* phdthesis, UNIVERSIDAD AUTONOMA DE SAN LUIS POTOSI. FACULTAD DE CIENCIAS, 2008.

[33] Marian A Herman and Helmut Sitter. *Molecular beam epitaxy: fundamentals and current status*, volume 7. Springer Science & Business Media, 2012.

[34] U Oesterle, RP Stanley, and R Houdré. Mbe growth of high finesse microcavities. *physica status solidi (b)*, 242(11):2157–2166, 2005.

[35] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.

[36] Alexey Kavokin, Jeremy J Baumberg, Guillaume Malpuech, and Fabrice P Laussy. *Microcavities*, volume 16. OUP Oxford, 2011.

[37] LC Andreani, V Savona, P Schwendimann, and A Quattropani. Polaritons in high reflectivity microcavities: semiclassical and full quantum treatment of optical properties. *Superlattices and microstructures*, 15(4):453–458, 1994.

[38] Giovanna Panzarini, Lucio Claudio Andreani, A Armitage, D Baxter, MS Skolnick, VN Astratov, JS Roberts, Alexey V Kavokin, Maria R Vladimirova, and MA Kaliteevski. Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities: Polariton dispersion and polarization splitting. *Physical Review B*, 59(7):5082, 1999.

[39] RP Stanley, R Houdre, U Oesterle, M Gailhanou, and M Ilegems. Ultrahigh finesse microcavity with distributed bragg reflectors. *Applied Physics Letters*, 65(15):1883–1885, 1994.

[40] E. A. Cotta and P. M. S. Roma. Determination of oscillator strength of confined excitons in a semiconductor microcavity. *ArXiv e-prints*, July 2014.

[41] Yoshihisa Yamamoto, Francesco Tassone, and Hui Cao. *Semiconductor cavity quantum electrodynamics*, volume 169. Springer Science & Business Media, 2000.

[42] Benoit Deveaud. *The physics of semiconductor microcavities*. John Wiley & Sons, 2007.

[43] Konstantinos Lagoudakis. *The physics of exciton-polariton condensates*. PPUR Presses polytechniques, 2013.

[44] Ryan Barrido Balili. *Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons*. PhD thesis, University of Pittsburgh, 2009.

[45] Alexia Auffèves, Dario Gerace, Maxime Richard, Stefano Portolan, Marcelo França Santos, Leong Chuan Kwek, and Christian Miniatura. *Strong Light-matter Coupling: From Atoms to Solid-state Systems*. World Scientific, 2013.

[46] Mohamed Henini. *Molecular beam epitaxy: from research to mass production*. Newnes, 2012.

[47] Maksym Sich, Dmitry V. Skryabin, and Dmitry N. Krizhanovskii. Soliton physics with semiconductor exciton–polaritons in confined systems. *Comptes Rendus Physique*, 17(8):908 – 919, 2016. Polariton physics / Physique des polaritons.

[48] R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, and M. Ilegems. Measurement of cavity-polariton dispersion curve from angle-resolved photoluminescence experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 73:2043–2046, Oct 1994.

[49] EA Cerda-Méndez, D Sarkar, DN Krizhanovskii, SS Gavrilov, K Biermann, MS Skolnick, and PV Santos. Exciton-polariton gap solitons in two-dimensional lattices. *Physical review letters*, 111(14):146401, 2013.

[50] J Humlíček, L Bočánek, K Navrátil, P Pánek, R Švehla, and J Košut. Exciton-polariton edge of gaas: Mbe layers between multiple-quantum-well structures. *Solid state communications*, 93(9):725–728, 1995.

[51] Shun Lien Chuang and Shun L Chuang. Physics of optoelectronic devices. 1995.