



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA
DE SAN LUIS POTOSÍ**

FACULTAD DE CIENCIAS



**ESPECTROSCOPIAS ÓPTICAS Y SU
APLICACIÓN PARA EL ESTUDIO DE
NANOESTRUCTURAS SEMICONDUCTORAS**

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA:

M. C. JOSÉ VULFRANO GONZÁLEZ FERNÁNDEZ

ASESORES:

**DR. ALFONSO LASTRAS MARTÍNEZ
DR. RAÚL EDUARDO BALDERAS NAVARRO**

San Luis Potosí, S.L.P.

Agosto 2015

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

FACULTAD DE CIENCIAS

**ESPECTROSCOPIAS ÓPTICAS Y SU
APLICACIÓN PARA EL ESTUDIO DE
NANOESTRUCTURAS SEMICONDUCTORAS**

M. C. JOSÉ VULFRANO GONZÁLEZ FERNÁNDEZ

**DR. ALFONSO LASTRAS MARTÍNEZ
ASESOR DE TESIS**

**DR. RAÚL EDUARDO BALDERAS NAVARRO
ASESOR DE TESIS**

**DR. NORBERTO ARZATE PLATA
SINODAL EXTERNO**

**DR. GUSTAVO RAMÍREZ FLORES
SINODAL**

**DR. JORGE ORTEGA GALLEGOS
SINODAL**

**DR. LUIS FELIPE LASTRAS MARTÍNEZ
SINODAL**

Contenido

Listado de Figuras	iii
Listado de Tablas.....	vi
Resumen	vii
Agradecimientos	viii
Capítulo 1 : Introducción.....	1
Capítulo 2 : Nanoestructuras Semiconductoras Basadas en Materiales Zincblenda III-V	5
2.1 Semiconductores III-V	6
2.2 Pozos Cuánticos	9
2.2.1 Transiciones Interbanda e Intersubbanda.	10
2.2.2 Cálculo de los Estados Cuantizados de un Pozo Cuántico Simple	12
2.3 El Pozo Cuántico Doble Acoplado	15
2.4 Láser de Cascada Cuántica.....	17
2.4.1 Principios Físicos del Láser de Cascada Cuántica	18
2.4.2 Confinamiento Óptico para un Láser de Cascada Cuántica	20
2.5 Gas Bidimensional de Electrones.....	22
Capítulo 3 : Técnicas Experimentales y su Configuración.....	24
3.1 Técnicas de Deposición Epitaxial de Materiales Semiconductores	24
3.1.1 Epitaxia por Haces Moleculares.....	25
3.2 Técnicas de Caracterización <i>in-situ</i>	28
3.2.1 Reflexión de Electrones Difractados de Alta Energía.....	29
3.2.2 Espectroscopía Foelectrónica de Rayos X	31
3.3 Técnicas Ópticas de Caracterización <i>ex-situ</i>	33
3.3.1 Fotoluminiscencia	33
3.3.2 Reflectancia.....	35
3.3.3 Reflectancia Diferencial	36
3.3.4 Fotorreflectancia.....	38
3.3.5 Fotorreflectancia Diferencial	41
Capítulo 4 : Resultados Experimentales de la Caracterización de Nanoestructuras Semiconductoras y su Análisis.	43

4.1	Pozos Cuánticos de GaAs	44
4.1.1	Caracterización de los Materiales	45
4.1.2	Cálculo de los Estados Cuantizados	50
4.1.3	Caracterización de QWs por Fotoluminiscencia	53
4.2	Pozos Cuánticos Dobles Acoplados de $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$	54
4.2.1	Estudio de los CDQWs por Fotoluminiscencia	56
4.2.2	Caracterización de los CDQWs por Reflectancia y Transmitancia	59
4.2.3	Calidad Cristalina por Rayos X de Alta Resolución	63
4.2.4	Caracterización por Reflectancia Diferencial	65
4.2.5	Caracterización por Fotorreflectancia	66
4.2.6	Análisis de Dimensionalidad por Espacio Recíproco.....	68
4.2.7	Caracterización por Fotorreflectancia Diferencial	76
4.2.8	Modelo del Efecto Electroóptico Lineal	79
4.3	Estructuras para Láser de Cascada Cuántica Basadas en GaAs-AlGaAs.....	88
4.3.1	Descripción de la Estructura QCL.....	89
4.3.2	Caracterización del Área Activa de un QCL.....	91
4.3.3	Estudio de la Homogeneidad del Crecimiento.....	92
4.3.4	Caracterización por Interferometría de Fourier	93
4.4	Estructura de Gas Bidimensional de Electrones	95
4.4.1	Caracterización por Fotorreflectancia	96
4.4.2	Estimación del Campo Eléctrico en un Régimen de Campo Alto.....	97
Capítulo 5 : Conclusiones		100
Referencias.....		102

Listado de Figuras

Figura 2.1: Molécula del cristal semiconductor GaAs correspondiente al tipo zincblenda.....	7
Figura 2.2: Parámetro de red y energía del gap de las principales familias de semiconductores.....	8
Figura 2.3: Esquema básico de un Pozo Cuántico.....	9
Figura 2.4: Representación esquemática de las transiciones interbanda e intersubbanda en un pozo cuántico simple.....	11
Figura 2.5: Esquema de un pozo de potencial cuadrado finito simétrico.....	12
Figura 2.6: Diagrama esquemático de los niveles de energía de un QW simple (izquierda) y un CDQW simétrico (centro) en condiciones de bandas planas ($F=0$). Un CDQW (derecha) en presencia de un campo eléctrico ($F>0$). Por simplicidad solo se muestran los estados de Huecos Pesados y para $F>0$ no se muestra el traslape de las funciones de onda con el pozo adyacente.....	15
Figura 2.7: Distribución de la función de onda para una barrera de potencial (Efecto túnel).....	16
Figura 2.8: Decaimiento energético de un electrón bajo un campo eléctrico a) desde la banda de conducción a la banda de valencia (transición interbanda), b) dentro de la misma banda de conducción (transición intersubbanda).....	19
Figura 2.9: Ilustración esquemática de dos periodos de inyección de electrones de un típico QCL que emparedan a la región activa.....	20
Figura 2.10: La unión rompe la simetría de inversión espacial y esto genera un potencial de la forma pozo cuántico triangular.....	23
Figura 3.1: Sistema de crecimiento por Epitaxia por Haces Moleculares del IICO-UASLP.....	25
Figura 3.2: Diagrama básico de la cámara de crecimiento del sistema de Epitaxia por Haces Moleculares.....	27
Figura 3.3: Esquema de la deposición epitaxial en un sistema de Epitaxia por Haces Moleculares.....	28
Figura 3.4: Diagrama básico de la técnica de Reflexión de Electrones Difractados de Alta Energía.....	29
Figura 3.5: a) Típico patrón RHEED para una reconstrucción (2x4) de GaAs y b) formación de las oscilaciones RHEED de acuerdo al llenado de la monocapa.....	31
Figura 3.6: Esquema del sistema de Espectroscopía Foelectrónica de Rayos X.....	32
Figura 3.7: Esquema del sistema de caracterización por Fotoluminiscencia.....	34
Figura 3.8: Esquema del sistema de caracterización por Reflectancia Diferencial.....	37
Figura 3.9: Esquema del sistema de caracterización por Fotorreflectancia.....	38
Figura 3.10: Doblamiento de las bandas por efecto del haz modulador (láser) para un semiconductor <i>tipo-n</i>	39
Figura 3.11: Esquema del sistema de caracterización por Fotorreflectancia Diferencial.....	42
Figura 4.1: Selección de área en el patrón RHEED para una reconstrucción (2x4), en la dirección [110] del ternario AlGaAs.....	45
Figura 4.2: Patrón de oscilaciones de la técnica de RHEED de la deposición de AlGaAs (2x4) para la muestra M564 en la dirección [110].....	46

Figura 4.3: Caracterización a temperatura ambiente por XPS de la película que contiene la molécula de AlGaAs, se señalan los orbitales más comunes.	47
Figura 4.4: Curva obtenida por XPS del orbital del aluminio 2p.	48
Figura 4.5: Curva obtenida por XPS del orbital del galio 2p 3/2.	48
Figura 4.6: Curva obtenida por XPS del orbital del arsénico 2p 3/2.	49
Figura 4.7: Dependencia esperada de la energía en función del espesor del QW.	51
Figura 4.8: Soluciones para los estados cuantizados de energía.	51
Figura 4.9: Pozo de potencial de 54 Å correspondiente a Al _{0.33} Ga _{0.67} As/GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As.	52
Figura 4.10: Esquema de 1/36'avo del área activa de un QCL con sus estados ligados. Área sombreada con dopaje <i>tipo-n</i>	53
Figura 4.11: PL de 3 QWs con espesores de 7, 10 y 19 monocapas de GaAs.	54
Figura 4.12: a) Estados de los CDQWs en la banda de conducción. b) Esquema de la estructura base de los CDQWs.	55
Figura 4.13: Fotoluminiscencia de M05157 a T= 300° K con una potencia de excitación de 30 mW.	57
Figura 4.14: Fotoluminiscencia de M05157 a T= 13° K en función de la potencia de excitación.	58
Figura 4.15: Fotoluminiscencia de M05159 a T= 300° K con una potencia de excitación de 30 mW.	58
Figura 4.16: Fotoluminiscencia de M05159 a T= 13° K en función de la potencia de excitación.	59
Figura 4.17: Espectro de Reflectancia de la muestra M05157 en el cercano y mediano infrarrojo.	60
Figura 4.18: Espectro de Reflectancia de la muestra M05159 en el cercano y mediano infrarrojo.	60
Figura 4.19: Comparativo de la Reflectancia de las regiones de los estados cuantizados (11H y 22H) de las muestras M05157 y M05159 a temperatura ambiente.	61
Figura 4.20: Espectro de Transmitancia de la muestra M05157 en el cercano y mediano infrarrojo.	62
Figura 4.21: Espectro de Transmitancia de la muestra M05159 en el cercano y mediano infrarrojo.	62
Figura 4.22: Comparativo de la Transmitancia de las regiones de los estados cuantizados (11H y 22H) de las muestras M05157 y M05159 a temperatura ambiente.	63
Figura 4.23: Curvas oscilantes de Difracción por Rayos X de alta resolución de 60 CDQWs.	64
Figura 4.24: Reflectancia Diferencial de M05157 y M05159 a temperatura ambiente.	65
Figura 4.25: Comparativo de Reflectancia Diferencial a 24° K entre M05157 y M05159.	66
Figura 4.26: Fotorreflectancia de M05157 a temperatura ambiente.	67
Figura 4.27: Fotorreflectancia de M05159 a temperatura ambiente.	67
Figura 4.28: Análisis de M05157 por espacio recíproco de la PR experimental y de su ajuste.	72
Figura 4.29: Análisis de M05159 por espacio recíproco de la PR experimental y de su ajuste.	73
Figura 4.30: PR y su modelo obtenido del análisis en el Espacio de Fourier de M05157 a temperatura ambiente.	75
Figura 4.31: PR y su modelo obtenido del análisis en el Espacio de Fourier de M05159.	76
Figura 4.32: Fotorreflectancia polarizada (PEM-apagado) y sin polarizar (PEM-encendido) de la muestra M05157.	77
Figura 4.33: Fotorreflectancia polarizada (PEM-apagado) y sin polarizar (PEM-encendido) de la muestra M05159.	77
Figura 4.34: PRD de M05157 y M05159 a temperatura ambiente.	78

Figura 4.35: Ajuste del LEO (línea continua) a partir de la forma de línea de PRD (círculos).....	86
Figura 4.36: Software de control de obturadores para la deposición de un QCL en el MBE.	88
Figura 4.37: Estructura QCL fabricada en este proyecto de tesis.	89
Figura 4.38: Perfil de propiedades ópticas de la estructura del QCL.....	90
Figura 4.39: PL normalizada del área activa de un QCL.	91
Figura 4.40: Estudio de homogeneidad por medio de PL.....	92
Figura 4.41: Caracterización de las transiciones intersubbanda del área activa del QCL.....	94
Figura 4.42: Reflectancia teórica y experimental y Transmitancia del área activa del QCL (M596).	95
Figura 4.43: Heteroestructura de gas bidimensional de electrones analizada.	96
Figura 4.44: Fotorreflectancia a temperatura ambiente de la muestra 2DEG.	96
Figura 4.45: PR de las regiones de las Oscilaciones Franz-Keldysh asociadas a los campos eléctricos superficiales e internos de estructura 2DEG.	98
Figura 4.46: Ajustes a una línea recta de los máximos y mínimos de las FKOs.	99

Listado de Tablas

Tabla 2.1: Grupos de semiconductores y su número de electrones en su última órbita	6
Tabla 4.1: Datos para el análisis de composiciones por medio de Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X.....	49
Tabla 4.2: Espesores de las películas de los pozos cuánticos dobles acoplados.	56
Tabla 4.3: Resultados del análisis por Espacio Recíproco para los estados 11H y 22H de M05157.....	74
Tabla 4.4: Parámetros de ajuste obtenidos del análisis de Fotorreflectancia para los puntos críticos 11H y 22H, con carácter excitónico y de segunda derivada.	75

Resumen

Los principales recursos que la sofisticada tecnología utiliza para satisfacer las demandas que la sociedad requiere han sido durante muchos años los dispositivos semiconductores. Las propiedades que adquieren los semiconductores a escala nanométrica son el principal objeto de estudio con potencial en un sinnúmero de aplicaciones.

El objetivo del presente trabajo de investigación se enmarca en la utilización de diversas espectroscopías ópticas, el principal interés de esta investigación es el uso de espectroscopías de Reflectancia modulada (Fotorreflectancia y Fotorreflectancia Diferencial) y Fotoluminiscencia para el análisis de propiedades electroópticas y mecánicas de sistemas de baja dimensionalidad. Se presenta el estudio de cuatro heteroestructuras: 1) pozos cuánticos de GaAs/AlGaAs, 2) sistema de pozos cuánticos dobles acoplados y simétricos de InGaAs/AlAs/AlAsSb, 3) estructura de gas bidimensional de electrones AlGaAs/GaAs y 4) estructuras para la fabricación de láseres de cascada cuántica basadas GaAs como confinamiento óptico y en pozos acoplados de AlGaAs/GaAs como área activa del dispositivo.

Se desarrolló un modelo teórico basado en un efecto electroóptico lineal mediado por un esfuerzo piezoeléctrico, a partir técnicas de espectroscopías ópticas de Reflectancia modulada (Fotorreflectancia y Fotorreflectancia Diferencial), para el estudio de propiedades mecánicas y ópticas de estructuras cuánticas de pozos cuánticos dobles acoplados y simétricos. Específicamente, el modelo permite estimar el campo eléctrico interno de este tipo de estructuras. El mecanismo de la técnica de Fotorreflectancia Diferencial es atribuido al campo eléctrico residual existente en la estructura dado que esta no contiene dopajes intencionales. Para realizar este análisis, fue necesario conocer la dimensionalidad de los puntos críticos analizando las curvas experimentales de Fotorreflectancia por medio del espacio de Fourier.

Los casos extremos de regímenes de campo bajo y campo alto fueron estudiados. El modelo desarrollado permite estimar el campo eléctrico interno residual para el caso de un campo eléctrico bajo, mientras que para un régimen de campo alto se utilizan modelos que basan su funcionamiento en oscilaciones Franz-Keldysh inducidas por los niveles de dopaje (modelo de Aspnes-Studna), en cuyo caso puede complicarse la estimación del campo eléctrico si se presentan franjas de interferencia.

Agradecimientos

Con cariño para mi esposa Caro y para mi pequeño León...

Agradezco a mis directores de tesis, el Dr. Alfonso Lastras y el Dr. Raúl Balderas por dirigir mi trabajo y compartirme su experiencia y conocimientos.

A los Doctores Jorge, Andrei, Michournyi, Camacho, Ricardo y Luis Felipe por su tiempo, paciencia y disposición. Al Dr. Mozume y al Dr. Gozu del AIST en Japón por la colaboración y préstamo de las muestras de CDQWs.

Un agradecimiento especial a Jorge y Ramón por su apoyo y por su amistad que el tiempo consolida.

A mis demás compañeros y amigos. A Raymundo.

Muchas gracias a Lupita, Liliana, Karla y Jorge Fortuna por su apoyo. Al personal del taller, al administrativo, de limpieza y de seguridad.

Al CONACYT por la beca de apoyo económico que me brindaron durante al programa de posgrado.

Capítulo 1 : Introducción

La dirección de las investigaciones sobre los adelantos tecnológicos ha sido enfocada hacia el desarrollo de nuevos dispositivos electrónicos, así como al mejoramiento de los que actualmente usamos de manera cotidiana. Las necesidades que la tecnología demanda abarcan mejoras en aspectos del tipo médico, de las comunicaciones, del procesamiento de datos, del monitoreo de gases ambientales, en el ámbito militar, por mencionar algunos. [1] [2] [3] Es comprensible que en las áreas mencionadas se tenga como objetivo la miniaturización, bajar costos de producción, aumentar su calidad, mejorar estructuralmente, así como hacer eficientes energéticamente a los componentes micro electroópticos.

Como ejemplos cotidianos de aparatos que se basan en dispositivos electrónicos u optoelectrónicos que dependen de los nuevos descubrimientos y de avances tecnológicos, podríamos ubicar a los nuevos teléfonos celulares o smartphones, computadoras personales y portátiles, tabletas electrónicas, consolas de videojuegos, automóviles, videocámaras, televisiones. En cuanto a las aplicaciones específicas podríamos mencionar algunas como el desarrollo de láseres que abarquen un amplio rango de emisiones, detectores de gases contaminantes de efecto invernadero, celdas solares, interconectores informáticos de alta velocidad (routers), análisis de tejidos biológicos, procesamiento de imágenes encriptadas en tiempo real, etcétera. [4]

Las variadas técnicas que se utilizan para conocer las propiedades de los semiconductores, con los cuales están diseñados estos dispositivos, han permitido mejorar considerablemente sus características en la medida que las variables de su fabricación lo permitan. Uno de los principales semiconductores que se utilizan en la industria de la electrónica es el silicio (Si) debido a su bajo costo, además de su versatilidad para la fabricación de una amplia gama de dispositivos. Algunos otros semiconductores en los que se basa la optoelectrónica son en los compuestos de fósforo de indio (InP) y el arseniuro de galio (GaAs), ambos pertenecientes al grupo III-V de la tabla periódica. [5]

El estudio de los materiales para dispositivos optoelectrónicos se basa en técnicas que permiten conocer la respuesta electroóptica de los materiales bajo ciertas condiciones de luz que incide y que se propaga en el material, conociendo así las

propiedades físicas y químicas del objeto bajo estudio. Las técnicas basan sus resultados en las energías asociadas a las transiciones del material; es decir, en función del espectro electromagnético. [6]

Este trabajo de tesis se enfoca, mas no se limita, en el estudio y análisis de estructuras base para aplicaciones tecnológicas como las antes mencionadas, por medio de espectroscopías de Reflectancia modulada y Fotoluminiscencia. Las heteroestructuras cuánticas que se estudian y se reportan ampliamente en el capítulo de Resultados son pozos simples y pozos dobles acoplados, diversas estructuras que conforman las películas para la fabricación de láseres de cascada cuántica y por último una estructura de gas bidimensional de electrones. Todas las heteroestructuras anteriores pertenecen al sistema III-V de semiconductores y presentan un gran interés en la ciencia básica y en aplicaciones tecnológicas.

Como producto de este trabajo, se desarrolló un modelo teórico a partir de la técnica de Fotorreflectancia simple Fotorreflectancia Diferencial de estructuras de pozos cuánticos dobles acoplados que permite estimar el campo eléctrico interno a través de un efecto piezoeléctrico bajo un régimen de campo bajo. Para el caso extremo de campo alto, se utiliza el modelo de Aspnes-Studna. Este caso fue analizado por medio de la técnica óptica de Fotorreflectancia en la que se presentaban oscilaciones Franz-Keldysh de las cuales se extrae la información del campo eléctrico interno y/o superficial.

La importancia de conocer el campo eléctrico interno en una estructura semiconductor radica en que este contribuye al campo eléctrico aplicado en un dispositivo en funcionamiento. Además de lo anterior, este parámetro permite retroalimentar la calidad de la estructura debido que la rugosidad en la interfaces puede producir defectos polarizables [7], estos sensibles a técnicas de contraste de polarización como Fotorreflectancia Diferencial y Reflectancia Diferencial.

El campo eléctrico interno puede producirse si existe dopaje en el semiconductor, rugosidad en las interfaces, defectos e incluso puede aumentar si las condiciones de limpieza del sistema de crecimiento no son adecuadas generando impurezas no deseadas. Finalmente, la estimación del campo eléctrico interno residual permite conocer si las condiciones de crecimiento (temperaturas del sustrato) son adecuadas; es decir, si el régimen de reconstrucción superficial de un crecimiento es adecuado para minimizar efectos de rugosidad interfacial.

En lo que sigue, se describe brevemente la organización del resto de esta tesis.

Capítulo 2: Nanoestructuras Semiconductoras Basadas en Materiales Zincblenda III-V

Se presenta el marco teórico del trabajo de tesis sobre los procesos involucrados en las estructuras analizadas. Se describen los semiconductores y las estructuras cuantizadas que forman una parte importante para la fabricación de dispositivos como los láseres de cascada cuántica.

Capítulo 3: Técnicas Experimentales y su Configuración

En este capítulo se detalla el método Epitaxia por Haces Moleculares para la deposición de materiales. Se puntualiza la física involucrada en las técnicas de caracterización dentro y fuera de la cámara de crecimiento. Por último, se detalla el montaje experimental de las principales técnicas de Reflectancia modulada y de Fotoluminiscencia, además de las técnicas espectroscópicas complementarias utilizadas para la caracterización de las estructuras.

Capítulo 4: Resultados Experimentales de la Caracterización de Nanoestructuras Semiconductoras y su Análisis.

El trabajo principal de esta tesis es reportado en este capítulo. Este consiste en la caracterización espectroscópica de heteroestructuras principalmente por Fotorreflectancia, Fotorreflectancia Diferencial y Fotoluminiscencia de estructuras cuantizadas, así como estudios por diferentes técnicas complementarias que permiten un análisis integral.

Cuatro heteroestructuras se estudian 1) pozos cuánticos simples, 2) pozos cuánticos dobles acoplados y simétricos, 3) estructuras base para láseres de cascada cuántica y 4) estructura de gas bidimensional de electrones. De las estructuras de pozo cuántico doble acoplado se desprende un análisis teórico basado en un efecto electroóptico lineal a través de una deformación piezoeléctrica. Dicho efecto se obtuvo a partir de la espectroscopía de Fotorreflectancia Diferencial. El mecanismo de esta técnica es atribuido al campo eléctrico interno residual existente en la estructura. Para realizar este análisis, fue necesario conocer la dimensionalidad de los puntos críticos analizando las curvas experimentales de Fotorreflectancia por medio del espacio de Fourier.

Cabe mencionar que el modelo teórico desarrollado en esta tesis para estimar el campo eléctrico interno residual, encuentra sus límites cuando la estructura tiene dopajes muy grandes (régimen de campo alto). Como parte de esta hipótesis se realizaron

mediciones de una heteroestructura de gas bidimensional de electrones. La fabricación de dicha estructura implica altos niveles de dopaje y por lo tanto campos eléctricos intensos y uniformes. Este tipo de estructuras se analiza por medio de las oscilaciones Franz-Keldysh a través del modelo de Aspnes-Studna para calcular el campo eléctrico interno. Éste método funciona para campos muy grandes, de manera que si una estructura no está dopada, es imposible cuantificar el campo eléctrico a través de las oscilaciones Franz-Keldysh. Con el modelo desarrollado en esta tesis, el campo eléctrico interno puede ser estimado, haya o no dopajes intencionales (bajos) en las heteroestructuras semiconductoras.

Se reporta también el análisis de estructuras base para la fabricación de láseres de cascada cuántica por medio de Fotoluminiscencia e Interferometría de Fourier. Las diversas espectroscopías utilizadas para la caracterización de las heteroestructuras que conforman estos dispositivos deberán ser en el rango del mediano o lejano infrarrojo según el tipo de transición inter, intra o intersub-banda.

Capítulo 5: Conclusiones

Se describen los logros generales y particulares obtenidos de este proyecto de tesis, así como las posibilidades o líneas que se derivan dados los resultados experimentales y analíticos.

Capítulo 2 : Nanoestructuras Semiconductoras Basadas en Materiales Zincblenda III-V

El capítulo dos consiste en la descripción de la temática sobre las bandas de energía de un material semiconductor del tipo zincblenda, su dependencia con respecto a los espesores; así como los mecanismos de deformación del cristal.

En este capítulo se pretende dar una breve introducción teórica a los estados electrónicos en pozos cuánticos. Se aborda el estudio del pozo cuántico en términos de su naturaleza dimensional; así como los cálculos de sus estados energéticos que se generan en el mismo por consecuencia del confinamiento cuántico. Existen numerosa bibliografía en las que todo esto se explica en detalle [8] [9] por lo que aquí se presenta sólo lo estrictamente necesario para la posterior comprensión del trabajo desarrollado.

Se explican brevemente dos tipos de transiciones en un semiconductor. Es importante distinguir que las energías asociadas a las transiciones interbanda son mucho más grandes a las asociadas a las intersubbanda ya que estas últimas contemplan la interacción de dos o más estados cuantizados dentro de la misma banda de conducción del sistema, en el caso de esta tesis, de pozos cuánticos.

Se describen los principios físicos del sistema acoplado de pozos cuánticos dobles. Se explica la importancia de sistemas como éste tecnológicamente y en cuanto a las potenciales aplicaciones que no se tienen con sistemas de pozos cuánticos simples. Estos sistemas acoplados amplían el rango de emisión y/o absorción en la región del cercano y lejano infrarrojo, además de en la región de Terahertz. En consecuencia, sus aplicaciones son variadas, por ejemplo láseres de cascada cuántica o láseres enfocados a las comunicaciones en el rango de 1.33 a 1.5 μm . [10] Lo anterior gracias a que los dispositivos que se pueden fabricar pueden centrar su funcionamiento en transiciones intra o interbanda.

Por último, se presentan las características más relevantes de los láseres de cascada cuántica, así como las consideraciones más importantes ópticas y eléctricas para su fabricación. Se aborda la temática de su utilidad y se explican los mecanismos de

confinamiento óptico interno. Esto último es fundamental para la fabricación del dispositivo láser de cascada cuántica.

2.1 Semiconductores III-V

Un material semiconductor es un cristal sólido cuya conductividad eléctrica puede ser controlada en un gran rango de manera permanente o dinámica. Estos materiales cumplen un papel muy importante en el campo de la tecnología ya que son utilizados para la construcción de dispositivos electrónicos. Los semiconductores se comportan como conductores a relativamente altas temperaturas (los electrones obedecen la estadística de Maxwell-Boltzman) o como aislantes a bajas temperaturas (estadística de Fermi-Dirac). [11] Algunos elementos químicos semiconductores importantes se indican en la Tabla 2.1.

Tabla 2.1: Grupos de semiconductores y su número de electrones en su última órbita

Elemento	Grupo	Electrones
Cd	II	2 e ⁻
Al, B, Ga, In	III	3 e ⁻
Ge, Si	IV	4 e ⁻
As, P, Sb	V	5 e ⁻
Se, Te	VI	6 e ⁻

Los cristales semiconductores pueden ser de un material elemental como los mencionados en la Tabla 2.1, o bien, pueden ser compuestos binarios como el arseniuro de galio (GaAs) o el antimoniuro de indio (InSb), o ternarios como por ejemplo el arseniuro de indio-galio (InGaAs), arsenuro de aluminio-galio (AlGaAs), etcétera. En la Figura 2.1 se muestra la estructura del binario semiconductor GaAs que corresponde a un cristal tipo zincblenda. [6]

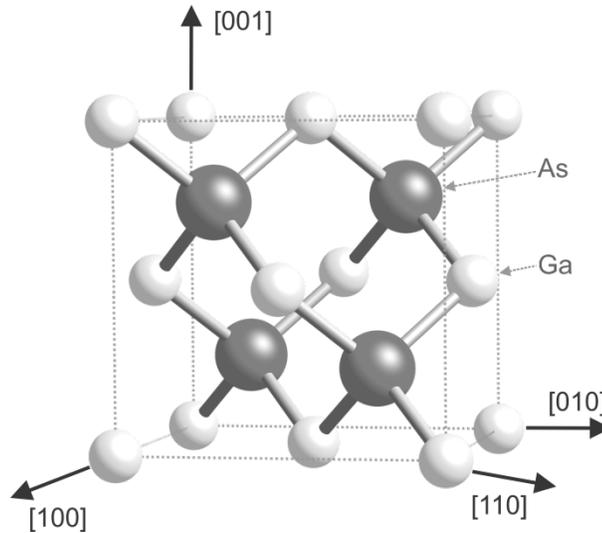


Figura 2.1: Molécula del cristal semiconductor GaAs correspondiente al tipo zincblenda.

Dentro de los semiconductores, los electrones pueden tener energías solo en ciertas bandas localizadas entre la energía del estado fundamental (banda de valencia) y la energía de electrones libres (banda de conducción). Cada energía de banda corresponde a un número de estados discretos de los electrones y muchos de estos están llenos hasta una banda llamada banda de valencia. [12] Tanto los semiconductores como los aislantes se distinguen de los metales debido a que la banda de valencia de los primeros está llena en condiciones normales. La facilidad con la cual los electrones en un semiconductor pueden ser excitados de la banda de valencia a la banda de conducción depende del band-gap entre bandas. [13]

Una de las principales ventajas de los semiconductores es que sus propiedades electrónicas, ópticas y mecánicas, no se limitan a las intrínsecas de los materiales elementales, binarios, ternarios o cuaternarios. Para el caso de las propiedades ópticas (energéticas), se muestra el espectro de posibilidades en la Figura 2.2, en la que se observa la dependencia de la energía de banda prohibida con respecto al parámetro reticular (o de red) del compuesto. [14] Las posibilidades en cuanto a la obtención de un material con cierta energía, se ven limitadas por la posibilidad de obtener un compuesto que cuya fabricación implique la no formación de defectos intrínsecos; principalmente debido a sus desacoples reticulares.

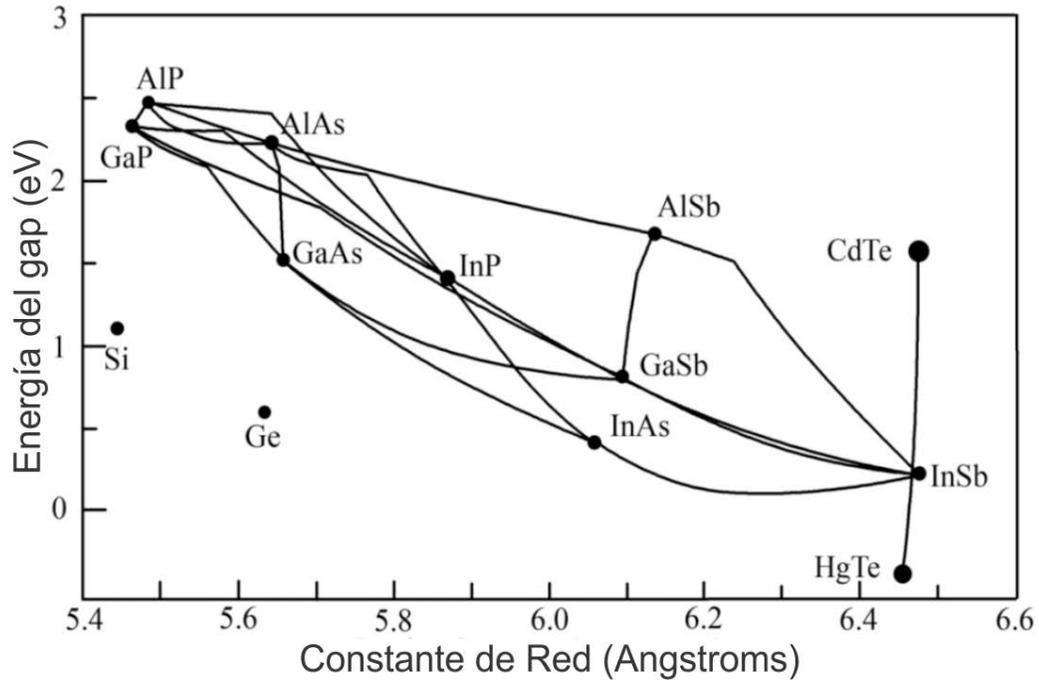


Figura 2.2: Parámetro de red y energía del gap de las principales familias de semiconductores.

Para el desarrollo de materiales con diferentes propiedades ópticas, es posible fabricar semiconductores que presenten fenómenos de discretización en términos de los estados permitidos de energía dentro de las bandas de valencia y de conducción. Estos fenómenos se pueden realizar gracias a los efectos de confinamiento cuántico de los electrones. La comunidad científica ha puesto un gran interés en esta propiedad de los semiconductores e incluso se da lugar a una rama llamada física de sistemas de baja dimensionalidad. Estos sistemas pueden ser clasificados según el grado de confinamiento cuántico, esencialmente se clasifican en tres tipos: dos, una y cero dimensiones (2D, 1D y 0D, respectivamente). Como ejemplo de estas clasificaciones podemos mencionar a los pozos cuánticos para el confinamiento en 2D, hilos cuánticos para 1D y puntos cuánticos para 0D. La variable más importante que proporciona el confinamiento cuántico es el tamaño o espesor de estos, estamos hablando de espesores de algunos nanómetros. [15]

Existen otros sistemas como los pozos cuánticos dobles acoplados que dan origen a estructuras mucho más complejas como superredes, en las que se pueden generar minibandas de energía dentro de la banda de conducción. [16] La importancia de estos sistemas radica en la posibilidad de diseñar materiales cuyo desacople de red implique

espesores críticos de deposición muy pequeños; es decir, la inserción de una barrera ultradelgada que actúe como acople entre los dos pozos, que funcione como una especie de colchón (buffer) que permita disminuir el estrés tetragonal acumulado en toda la estructura, y por consiguiente seguir depositando el material disminuyendo casi en su totalidad la formación de defectos asociados principalmente a dislocaciones. [17] Las subbandas en las superredes se forman por el traslape de los estados cuantizados de los pozos que interactúan con los pozos vecinos formando un solo sistema. Este tipo de estructuras semiconductoras son utilizadas para la emisión o detección óptica en el rango del cercano infrarrojo por medio de transiciones interbanda, y en el lejano infrarrojo por medio de transiciones intersubbanda dado que estas transiciones son del orden de algunos meV . [18]

2.2 Pozos Cuánticos

Un Pozo Cuántico semiconductor (en inglés Quantum Well – QW) es una estructura en la cual el movimiento del electrón es confinado en la dirección de crecimiento (eje z); es decir, los electrones solo pueden moverse en el plano xy . La estructura de un QW (Figura 2.3) se obtiene cuando se coloca una película de un semiconductor con cierto gap denominado pozo cuántico, entre dos semiconductores de ancho banda de energía prohibida mayor, denominado barreras; por ejemplo GaAs y AlAs, respectivamente. [19]

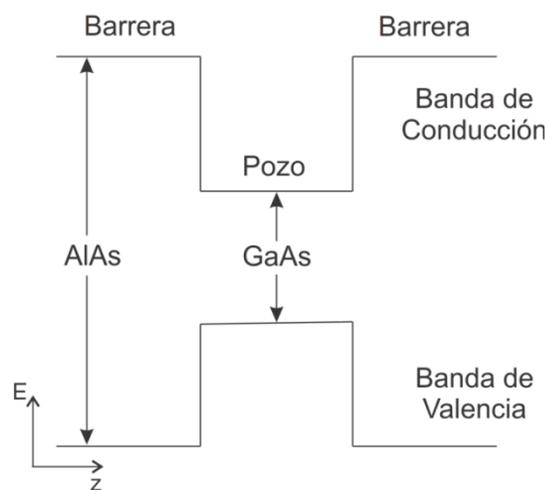


Figura 2.3: Esquema básico de un Pozo Cuántico.

En los QWs, la energía cinética de los portadores de carga es cuantizada a causa del confinamiento de su movimiento a lo largo del eje z . Sin embargo, los portadores no están restringidos en el plano xy y pueden moverse libremente, en consecuencia, la energía cinética puede tomar valores continuos. Cuando un electrón es excitado, deja la banda de valencia para ir a la banda de conducción, esto crea un estado vacío en la banda de valencia (hueco) que puede ser descrito como una cuasipartícula con una masa efectiva y un momento cinético. Los semiconductores con QWs en su área activa, se usan para la fabricación de diodos láser, transistores de alta movilidad de electrones, fotodetectores infrarrojos para operar imágenes infrarrojas, etcétera.

2.2.1 Transiciones Interbanda e Intersubbanda.

En un sistema semiconductor basado en pozos cuánticos, los electrones confinados pueden producir fotones a partir de los mecanismos de transición a los que se les sometan. Como se mencionó anteriormente, la posición de los estados cuantizados en un pozo depende fuertemente del espesor de la película; es decir, un confinamiento en la dirección de crecimiento. Esta discretización de la energía crea uno o varios estados cuantizados dentro del QW. Los electrones que se encuentren confinados dentro del QW pueden experimentar una relajación energética; es decir, experimentar una transición a menor energía. [20]

Una posibilidad de transición que puede sufrir un electrón, es a través de una recombinación electrón-hueco llamada transición interbanda. Esta se caracteriza por el hecho de que un electrón experimenta una atracción Coulombiana con un hueco: cuando el electrón decae desde la banda de conducción a la banda de valencia se recombina con el hueco conservando así la neutralidad del semiconductor. Cuando este fenómeno sucede, se emite un fotón con la misma energía que mantenía separadas a las partículas involucradas. Este tipo de transiciones permiten la generación de luz en el rango del visible hasta el infrarrojo.

Otra posibilidad de transición es cuando un electrón se encuentra en un QW cuyas propiedades permiten tener más de un estado cuantizado de energía. Bajo estas condiciones, un electrón presente en un estado cuantizado " n " puede experimentar un

decaimiento energético hacia un estado cuantizado de menor energía “ $n-1$ ” dentro de la banda de conducción. Esta disminución energética no es un proceso de recombinación electrón-hueco, sino que ahora el mismo electrón se encuentra en un estado que le permite existir. El fenómeno de decaimiento dentro de la misma banda de conducción se le llama transición intersubbanda. Por conservación de energía se produce un fotón con las características propias de la diferencia energética de la transición, esta se caracteriza por ser muy pequeña comparada con las transiciones interbanda. [21] [22] [23]

Con los dispositivos basados en las transiciones intersubbanda se puede cubrir un amplio rango del espectro electromagnético; más específicamente desde la región del lejano infrarrojo hasta la región submilimétrica (región de los Terahertz). [24] En la Figura 2.4 se muestra un esquema de las transiciones interbanda y de las intersubbanda en un pozo cuántico simple. Se ilustran las energías del QW en las bandas de conducción y de valencia en términos de los espesores de las películas y del espacio k con simetría Γ .

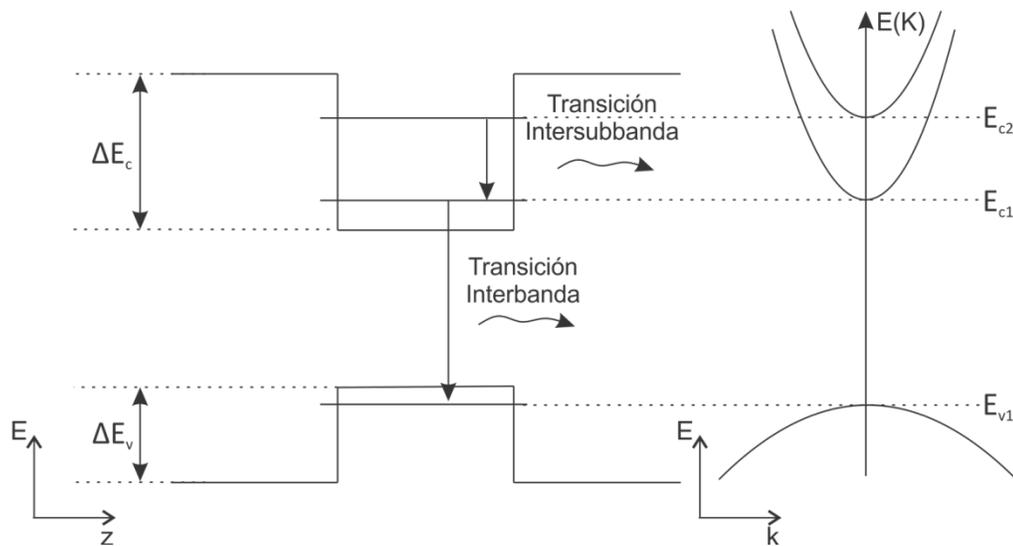


Figura 2.4: Representación esquemática de las transiciones interbanda e intersubbanda en un pozo cuántico simple.

2.2.2 Cálculo de los Estados Cuantizados de un Pozo Cuántico Simple

Para el modelo de pozo cuadrado finito simétrico se considera el potencial de la siguiente manera:

$$V(z) = \begin{cases} -V_0 & \text{para } |z| < d \\ 0 & \text{para } |z| > d \end{cases}, \quad 2.1$$

donde la constante positiva V_0 es la profundidad del pozo y $2d$ es el ancho del mismo. En la Figura 2.5 se ilustra el potencial descrito por la Ec. 2.1. Al elegir el origen del sistema en el centro del pozo y $E = 0$, se distinguen dos casos correspondientes a los valores positivos y negativos de la energía. Cuando $E > 0$, la partícula no está confinada y el problema se debe analizar desde el punto de vista de la dispersión, pero cuando $E < 0$ la partícula sí está confinada y se encuentra en un estado ligado.

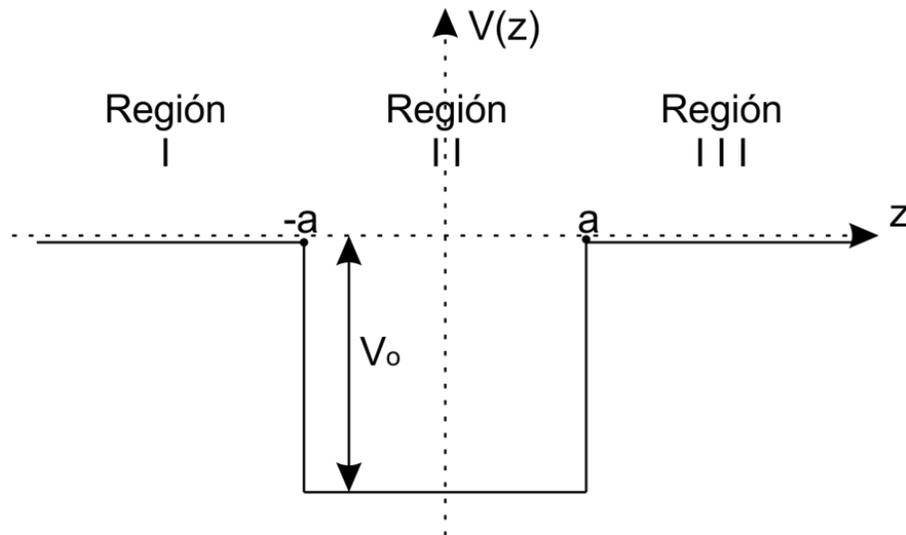


Figura 2.5: Esquema de un pozo de potencial cuadrado finito simétrico.

El comportamiento de un sistema de QW es descrito por la función de onda $\psi(z, t)$ la cual es solución a la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo dada por

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(z, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right) \psi(z, t), \quad 2.2$$

donde \hbar es la constante de Planck reducida y m la masa del electrón. Dado que el potencial $V(z)$ no depende del tiempo implica que la solución es un estado estacionario, por lo tanto la función de onda puede reescribirse como

$$\psi(z, t) = \psi(z)e^{-iEt/\hbar}, \quad 2.3$$

donde E es la energía del estado estacionario. Al sustituir la Ec. 2.3 en la Ec. 2.2 se tiene que $\psi(z)$ debe satisfacer la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo [25] [26]

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z)\right) \psi(z) = E\psi(z). \quad 2.4$$

Al tomar el potencial $V(z)$ que define al QW descrito en la Figura 2.5, la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo se puede describir como

$$\text{Región-I} \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi_I(z) = k_1^2 \psi_I(z), \quad 2.5$$

$$\text{Región-II} \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi_{II}(z) = -k_2^2 \psi_{II}(z), \quad 2.6$$

$$\text{Región-III} \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi_{III}(z) = k_1^2 \psi_{III}(z), \quad 2.7$$

donde

$$k_1^2 = -2m_b E / \hbar^2 \quad 2.8$$

$$k_2^2 = 2m_w (E + V_0) / \hbar^2. \quad 2.9$$

Las masas efectivas del electrón m_b y m_w corresponden a la barrera (región I y III) y dentro del pozo (región II), respectivamente. Las soluciones a la ecuación de Schrödinger para cada región y considerando $E < 0$, son las siguientes propuestas conocidas de las funciones de onda: [27]

$$\text{Región-I} \quad \psi_I(z) = A_1 e^{k_1 z} + \cancel{B_1} e^{-k_1 z}, \quad 2.10$$

$$\text{Región-II} \quad \psi_{II}(z) = A_2 \text{Cos}(k_2 z) + B_2 \text{Sen}(k_2 z), \quad 2.11$$

$$\text{Región-III} \quad \psi_{III}(z) = \cancel{A_3} e^{k_1 z} + B_3 e^{-k_1 z}, \quad 2.12$$

donde B_1 y A_3 se les asigna un valor de cero dado que el término exponencial que acompañan implica una divergencia de la función de onda hacia el infinito para la Región-I

y III, respectivamente. Por lo anterior, no se consideran parte de la solución dado que lo que representan es físicamente inadmisibles. Las condiciones de continuidad o de frontera, son las siguientes:

$$\psi_I(-d) = \psi_{II}(-d), \quad 2.13$$

$$\psi_{II}(d) = \psi_{III}(d) \quad 2.14$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \psi_I(-d) = \frac{\partial}{\partial z} \psi_{II}(-d), \quad 2.15$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \psi_{II}(d) = \frac{\partial}{\partial z} \psi_{III}(d). \quad 2.16$$

Al sustituir las funciones de onda en las ecuaciones anteriores y evaluar "z" en las condiciones de frontera ($-d$ y d), se obtienen las siguientes expresiones:

$$A_1 e^{-k_1 d} = A_2 \cos(k_2 d) - B_2 \sin(k_2 d), \quad 2.17$$

$$B_3 e^{-k_1 d} = A_2 \cos(k_2 d) + B_2 \sin(k_2 d), \quad 2.18$$

$$k_1 A_1 e^{-k_1 d} = k_2 A_2 \sin(k_2 d) + k_2 B_2 \cos(k_2 d), \quad 2.19$$

$$-k_1 B_3 e^{-k_1 d} = -k_2 A_2 \sin(k_2 d) + k_2 B_2 \cos(k_2 d). \quad 2.20$$

La solución al sistema de ecuaciones anterior se divide en dos casos, cada uno de ellos se resuelve gráficamente dado que son ecuaciones simultáneas:

$$\begin{array}{ll} \text{Solución simétrica:} & \begin{array}{l} A_1 - B_3 = 0 \\ B_2 = 0 \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{l} \xi^2 + \eta^2 = r^2, \\ \eta = \xi \tan(\xi), \end{array} \quad 2.21$$

$$\begin{array}{ll} \text{Solución antisimétrica:} & \begin{array}{l} A_1 - B_3 \neq 0 \\ B_2 \neq 0 \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{l} \xi^2 + \eta^2 = r^2, \\ \eta = -\xi \cot(\xi), \end{array} \quad 2.22$$

donde:

$$\eta = k_1 d, \quad 2.23$$

$$\xi = k_2 d, \quad 2.24$$

$$r^2 = \frac{2m_w V_0 d^2}{\hbar^2}, \quad 2.25$$

donde k_1 y k_2 son los vectores de onda fuera y dentro del pozo de potencial, respectivamente; m_w es la masa efectiva del electrón dentro del pozo, V_0 es la altura de la barrera, $2d$ es el ancho del pozo y \hbar es la constante de Planck reducida.

2.3 El Pozo Cuántico Doble Acoplado

Los Pozos Cuánticos Dobles Acoplados (en inglés Coupled Double Quantum Well – CDQW) son una variante de los QWs. Estos sistemas acoplados han sido muy estudiados y utilizados como base para la fabricación de diversos dispositivos dado que amplían la posibilidad de uso que se tenía con los QW simples. Las aplicaciones de los CDQWs pueden ir orientadas hacia la fabricación de dispositivos que utilizan sus propiedades de transición interbanda, por ejemplo dispositivos láseres, detectores, transistores; [28] [29] [30] sus propiedades energéticas pueden generar transiciones intersubbanda que son utilizadas para la fabricación de dispositivos de emisión o absorción en la región del lejano infrarrojo y en la región de Terahertz, por ejemplo láseres de cascada cuántica o sensores que absorben energía muy pequeña útiles para la detección de ciertos gases contaminantes ambientales. [31]

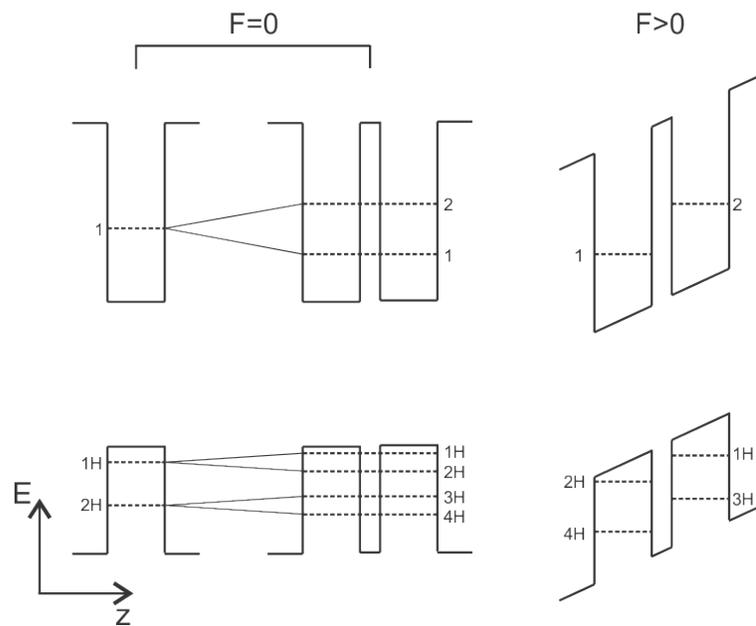


Figura 2.6: Diagrama esquemático de los niveles de energía de un QW simple (izquierda) y un CDQW simétrico (centro) en condiciones de bandas planas ($F=0$). Un CDQW (derecha) en presencia de un campo eléctrico ($F>0$). Por simplicidad solo se muestran los estados de Huecos Pesados y para $F>0$ no se muestra el traslape de las funciones de onda con el pozo adyacente.

La estructura de un CDQW consiste en la deposición de dos pozos cuánticos separados por una delgada capa de un material con una energía de gap mayor, esta funciona como una barrera acopladora entre los dos QWs. El sistema está acoplado debido a que la barrera que une a los QWs es lo suficientemente delgada para que las funciones de onda de los QWs se traslapen formando así un solo sistema. [16] En la Figura 2.6 (izquierda-centro) se muestra la evolución de los estados de un QW cuando se juntan dos pozos para formar un solo sistema acoplado sin campo eléctrico, y b) cuando el CDQW está sometido a un campo eléctrico (derecha). [32]

El acople de los pozos se debe a que los electrones que quedan atrapados en un sistema confinado tienen la probabilidad de presentar un efecto de tunelamiento, en donde esta probabilidad de tunelamiento (P) aumenta si el potencial (ver Ec. 2.9) y/o el espesor de la barrera (d) son pequeños; es decir, entre más gruesa o alta sea la barrera de potencial, menos probable es que un electrón la atraviese.

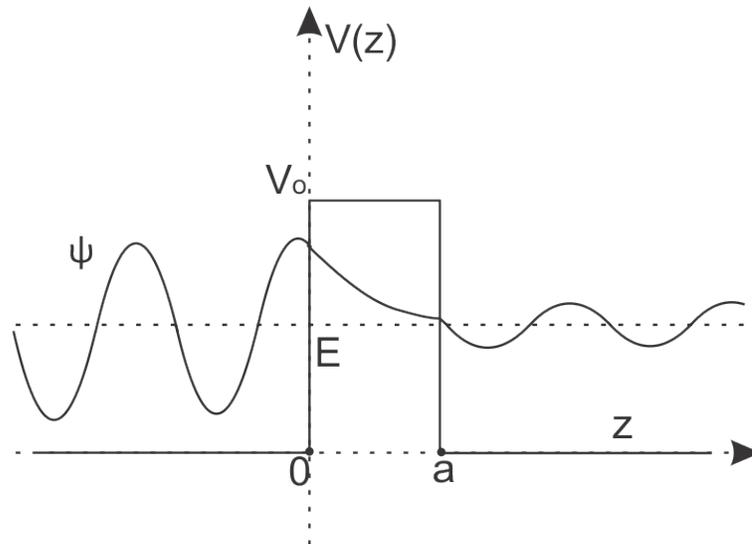


Figura 2.7: Distribución de la función de onda para una barrera de potencial (Efecto túnel).

La Ec. 2.26 describe del coeficiente de transmisión de una partícula en una barrera de potencial (ver Figura 2.7) con respecto a la energía del estado cuantizado, el potencial y el espesor de la barrera. [33]

$$T(E) = \left(1 + \frac{V_0^2 (e^{k d} - e^{-k d})^2}{16 \cdot E \cdot (V_0 - E)}\right)^{-1}, \quad 2.26$$

La principal ventaja del uso de estos sistemas es que la inserción de esta capa o barrera tiene una función primordial en este sistema acoplado. Ésta permite que se puedan depositar materiales cuya constante de red es muy diferente a la del sustrato o del buffer; es decir, la inserción de esta capa de acoplamiento permite aumentar el espesor crítico en el pozo doble sin que el sistema se relaje o se creen defectos en la red cristalina. [18]

Es evidente que los mecanismos de deposición o crecimiento de los CDQWs, deben ser bien estudiados para aumentar la calidad de los dispositivos. En el capítulo 4 de este trabajo de tesis, se presenta un estudio de las propiedades piezoeléctricas en sistemas CDQWs por medio de la técnica de Fotorreflectancia Diferencial (Anisotrópica). Esta técnica consiste básicamente en la modulación del campo eléctrico interno de la estructura en función de la polarización de un haz de prueba a lo largo de los ejes cristalográficos. La diferencia en reflectividad bajo las condiciones anteriores, se puede explicar a través de la existencia de un efecto electroóptico lineal, el cual se abordará en detalle en el capítulo 3.

2.4 Láser de Cascada Cuántica

La implementación de la ciencia básica para el desarrollo de dispositivos ha sido un común denominador en las investigaciones científicas, sobre todo en la ingeniería de materiales semiconductores. En esta sección se aborda el marco teórico de los dispositivos Láseres de Cascada Cuántica (en inglés Quantum Cascade Lasers – QCLs).

El primer antecedente de la fabricación de un QCL fue en los laboratorios Bell en Estados Unidos de América en el año de 1994 por Jerome Faist [20] y a partir de este hallazgo este tipo de láseres semiconductores fueron ampliamente estudiados debido al extenso rango de longitudes de onda que se pueden generar en el espectro del mediano y lejano infrarrojo que va desde 2.63 hasta 250 μm (471 a 5 meV o bien de 114 a 1.2 THz) dependiendo de los materiales que se dispongan para su fabricación. [34] [35] [36] Los QCLs son fabricados por medio de las técnicas de deposición de Epitaxia por Haces Moleculares y de Deposición Química Metal-Orgánica en Fase de Vapor y las aplicaciones de este tipo de láseres son realmente numerosas, entre las que se encuentran las telecomunicaciones, tecnología radar, en procesos de control industrial, análisis médicos, monitoreo de gases ambientales, etcétera. [31]

Una ventaja de la emisión de los QCLs es que no solo depende de las propiedades optoelectrónicas de los materiales sino que también de las dimensiones físicas de las películas que derivan en características cuánticas; específicamente depende de transiciones intersubbanda entre los estados ligados de los pozos cuánticos acoplados que conforman su área activa. [20]

2.4.1 Principios Físicos del Láser de Cascada Cuántica

A diferencia de los Láseres semiconductores que operan con transiciones electrónicas entre la banda de conducción y la banda de valencia (transiciones interbanda) a través de recombinación de pares electrón-hueco, los Láseres de Cascada Cuántica producen su emisión con dependencia de las transiciones electrónicas entre dos estados ligados dentro de la banda de conducción (transiciones intersubbanda). [20] [36] [37]

Mientras que en un diodo Láser semiconductor un par electrón-hueco es aniquilado después de la recombinación a través del band-gap creando un fotón, en los QCL solo se necesitan los electrones (láser unipolar); es decir, un electrón experimenta una transición intersubbanda emitiendo un fotón y este mismo puede experimentar un efecto de tunelamiento a través de una delgada barrera de potencial hacia el siguiente QW donde repetirá el proceso. [38] El mismo electrón podrá generar múltiples fotones dado que el proceso de generación del fotón es debido a un decaimiento y a la reinyección en los niveles cuantizados de energía y no a una recombinación, a este proceso se le llama efecto de cascada y que da origen al nombre de este tipo de láseres, [39] ver Figura 2.8.

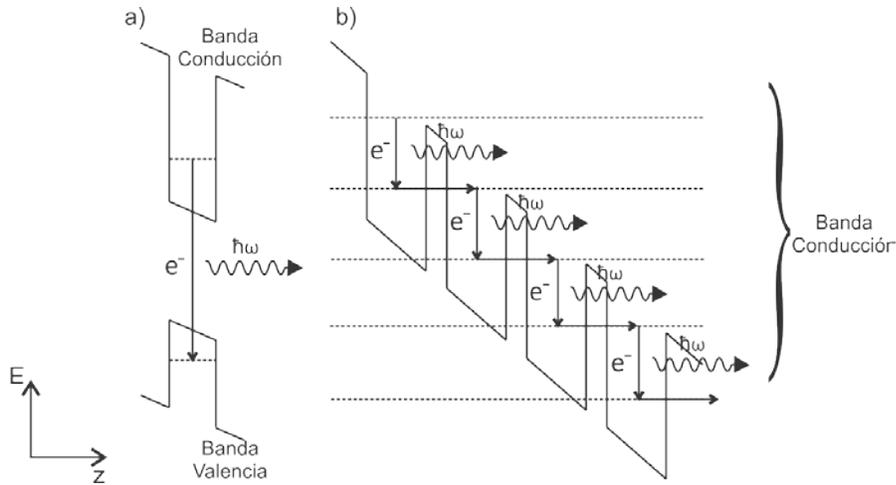


Figura 2.8: Decaimiento energético de un electrón bajo un campo eléctrico a) desde la banda de conducción a la banda de valencia (transición interbanda), b) dentro de la misma banda de conducción (transición intersubbanda).

Las energías de los estados dentro de la banda de conducción son objeto de un diseño de ingeniería de bandas y son fabricados por medio de deposición de películas delgadas que presentan efectos de cuantización, en este caso Pozos Cuánticos [37], que están acoplados por delgadas barreras que permiten la generación de minibandas tanto de estados permitidos como de estados prohibidos de energía y son fabricados en arreglos de repetición de secuencias llamado superred, ver Figura 2.9. El esquema contiene dos periodos de inyección de electrones que funcionan también como región de relajación o estabilidad; estos periodos emparedan a la región activa. Los electrones son inyectados a través del estado energético mayor (E_3) del láser y experimentan la transición indicada con flechas ondulantes. Se representa con una "X" la inhibición del tunelamiento de los electrones fuera de E_3 por la minibanda prohibida de estados en la región de inyección-relajación. [40]

La región activa es emparedada por guías de onda que mantienen a la luz generada alrededor de dicha región. Para efectos de reducción de pérdidas de luz en el dispositivo, se depositan dos películas de confinamiento óptico en la parte inicial y al final de la estructura.

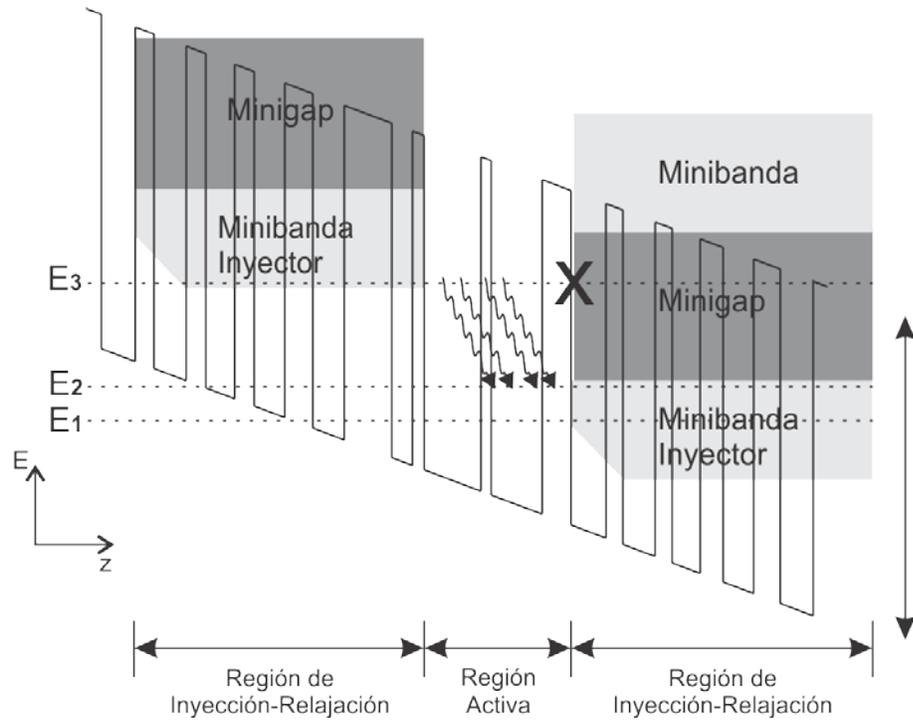


Figura 2.9: Ilustración esquemática de dos periodos de inyección de electrones de un típico QCL que emparedan a la región activa.

Dado que los QCLs emiten en el mediano y lejano infrarrojo (muy pequeñas energías del fotón), es necesario contemplar los efectos térmicos que se producen con la inyección de corriente, por lo que el modo de operación eléctrica de estos dispositivos implica una inyección de electrones de manera pulsada para evitar que el láser se degrade por el calor inherente o presente efectos de corrimiento en su espectro de emisión. [41] [42]

2.4.2 Confinamiento Óptico para un Láser de Cascada Cuántica

El confinamiento óptico para una estructura láser, en este caso un QCL, puede ser realizado por medio de una alta reflexión interna de la luz en términos de la frecuencia de plasma. Para el sistema que se fabricó, se eligió un diseño libre de aluminio (*Al-free design* [43]) para el cual se calcula que la Frecuencia de Plasma (ω_p) de las capas que emparedan el área activa, esté alrededor de la energía de la luz emitida por dicha región para

provocar reflexiones internas y así evitar las pérdidas ópticas e incluso inducir la emisión estimulada de radiación.

La variación de la frecuencia de plasma se obtiene esencialmente a partir del nivel de dopaje de la película, en este caso para el *Al-free design* la capa que se utiliza como confinamiento óptico es de GaAs y se utiliza un dopaje *tipo-n*. La relación entre el número de electrones (N_e) y la frecuencia de plasma (ω_p) está descrita por la siguiente ecuación:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m}}, \quad 2.27$$

donde e y m son la carga y masa del electrón respectivamente. A partir de la necesidad de colocar la frecuencia de plasma en la longitud de onda que permita múltiples reflexiones internas de la luz, se puede analizar dicha inferencia a partir de la forma de línea de la Reflectancia, para lo cual es necesario conocer la función dieléctrica del material solo en su contribución en el lejano infrarrojo ya que no nos interesan las regiones más energéticas dados los requerimientos de la estructura láser. Para lo anterior es necesario partir de la Ec. 2.28 conocida como Función Dieléctrica de Drude:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \right), \quad 2.28$$

donde γ es el amortiguamiento del sistema y ε_∞ es la constante dieléctrica de fondo. En la Ec. 2.31 y en la Ec. 2.32 se describen las relaciones entre el índice de refracción y el coeficiente de extinción en términos de la parte real e imaginaria de la función dieléctrica, ésta última descrita también por la forma:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2. \quad 2.29$$

De la Ec. 2.29 se extrae analíticamente la Reflectancia del sistema con la siguiente expresión:

$$R = \frac{[n(\omega)-1]^2 + k^2(\omega)}{[n(\omega)+1]^2 + k^2(\omega)}, \quad 2.30$$

en donde el índice de refracción $n(\omega)$ y el coeficiente de extinción $k(\omega)$ están descritos por:

$$n(\omega) = \left(\frac{[\varepsilon_1^2(\omega) + \varepsilon_2^2(\omega)]^{1/2} + \varepsilon_1(\omega)}{2} \right)^{1/2}, \quad 2.31$$

$$k(\omega) = \left(\frac{[\varepsilon_1^2(\omega) + \varepsilon_2^2(\omega)]^{1/2} - \varepsilon_1(\omega)}{2} \right)^{1/2}. \quad 2.32$$

El anterior desarrollo para la forma de línea de la Reflectancia, permite controlar y retroalimentar un parámetro muy importante en una estructura láser; es decir, el confinamiento óptico en una cavidad resonante tipo *Fabry-Perot*. [44] Lo anterior es necesario para contener la luz generada por la emisión espontánea dentro del láser. Una vez que se logran las múltiples reflexiones internas, se logra la amplificación de la luz generando así la emisión estimulada de radiación.

2.5 Gas Bidimensional de Electrones

Un gas bidimensional de electrones o huecos (en inglés Two-Dimensional Electron Gas o Two-Dimensional Hole Gas – 2DEG o 2DHG, respectivamente) es un gas de partículas libres que se puede mover en dos dimensiones; es decir en el plano que configura el gas. Las principales aplicaciones de estas heteroestructuras semiconductoras (2DEG) son para la fabricación de transistores de alta movilidad de electrones (en inglés High Electron Mobility Transistor – HEMT) y en campos de metrología aplicada a estándares de resistencia eléctrica dada la precisión y reproducibilidad que presentan estos sistemas para la caracterización eléctrica por medio del efecto hall cuántico.

Típicamente los gases bidimensionales de electrones (o de huecos) se fabrican en juntas semiconductoras con parámetros de red que permitan garantizar la calidad cristalina de las interfaces por medio de un sistema MBE. Los materiales semiconductores más comunes para la fabricación de estos sistemas son AlAs y GaAs, los cuales tienen un parámetro de red de 5.66 y 5.65 Å, respectivamente. El acople reticular de estos materiales, incluso del ternario conformado por ellos (AlGaAs), los hace el principal sistema de estudio para generar el gas bidimensional.

En la Figura 2.10 se puede observar un *band-offset* generado por la diferencia entre las brechas energéticas de las películas. Para lograr el efecto, una estas películas (típicamente el ternario AlGaAs) contiene un dopaje que garantiza el exceso de electrones que conformará el gas bidimensional.

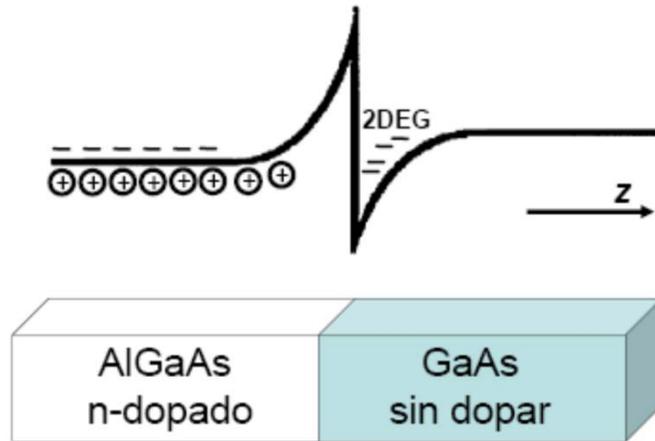


Figura 2.10: La unión rompe la simetría de inversión espacial y esto genera un potencial de la forma pozo cuántico triangular.

Dado que el sistema está altamente dopado, los potenciales se ajustan al nivel de Fermi y se generan pozos cuánticos triangulares que confinan el gas de electrones en un plano, disminuyendo así la dimensionalidad del sistema y generando estados cuantizados de energía.

Capítulo 3 : Técnicas Experimentales y su Configuración

En este capítulo se discute la técnica de deposición por medio de Epitaxia por Haces Moleculares, así como su importancia para la fabricación de dispositivos basados en nanoestructuras semiconductoras. Su configuración acoplada a técnicas de caracterización superficial, topográfica y de composición, le permite ser una herramienta experimental muy útil en la investigación y desarrollo de nuevas propuestas en dispositivos semiconductores. [45] [46]

También se describe la teoría de las principales técnicas ópticas además de su montaje experimental utilizadas para la caracterización de las estructuras y materiales que motivan este trabajo de tesis, tales como: Fotoluminiscencia, Fotorreflectancia, Fotorreflectancia Diferencial, Transmitancia, Reflectancia, Reflectancia Diferencial, Rayos X y Espectroscopía del Infrarrojo Cercano.

3.1 Técnicas de Deposición Epitaxial de Materiales Semiconductores

Existen varios métodos de crecimiento de materiales semiconductores que permiten una deposición epitaxial. Se limitará el contenido a la mención de las tres principales en cuanto a su uso e importancia.

Una de las técnicas es Epitaxia en Fase Líquida que consiste en el crecimiento de capas muy delgadas sobre sustratos cristalinos por medio de la deposición desde una fase líquida. Otra conocida técnica de deposición es Epitaxia en Fase de Vapor Metal Orgánico que consiste en la inyección de gases ultrapuros en un reactor que los deposita dosificándolos sobre una oblea de semiconductor. Por último, la técnica de deposición o crecimiento de cristales utilizada en esta tesis, es la Epitaxia por Haces Moleculares que consiste calentar celdas de efusión que contienen materiales ultrapuros sublimándolos y dirigiendo el gas producido hacia una oblea semiconductor. [47] [48] [49] [50]

3.1.1 Epitaxia por Haces Moleculares

Una de las técnicas más utilizadas en los procesos de fabricación de dispositivos semiconductores es la de deposición por medio de Epitaxia por Haces Moleculares (en inglés Molecular Beam Epitaxy – MBE). [47] [51] La importancia de esta técnica radica en que se logran controlar películas con espesores de monocapas, permitiendo así un amplio control de calidad de estructuras complejas; además, es posible obtener interfaces abruptas debido que los flujos de gas de los elementos en las celdas de evaporación son controlados por obturadores mecánicos, estos situados entre las celdas y la cámara (ver Figura 3.1). Se puede garantizar la no-contaminación de agentes externos tanto de los materiales como de la muestra, debido a que la cámara de MBE tiene un sistema de ultra alto vacío del orden de 10^{-11} Torr. [46]



Figura 3.1: Sistema de crecimiento por Epitaxia por Haces Moleculares del IICO-UASLP.

Entre otras ventajas del sistema MBE se encuentran un fácil control de la composición (incluso gradual) de los materiales ternarios y/o cuaternarios así como un amplio margen en cuanto a la adhesión de portadores; es decir, el nivel de dopaje del semiconductor. Esto último permite que esta técnica de crecimiento de materiales sea la más utilizada para la investigación de semiconductores por la mayoría de los laboratorios.

Esta técnica de crecimiento es muy útil para la fabricación de dispositivos con carácter cuántico; es decir, cuya zona activa esté formada por pozos cuánticos, hilos cuánticos y/o puntos cuánticos (en inglés Quantum Wells, Quantum Wires y Quantum Dots – QWs, QWires y QDs, respectivamente). [52] El monitoreo *in-situ* de las etapas de crecimiento es realizado en tiempo real por medio de la técnica de Difracción de Electrones Reflejados de Alta Energía (en inglés Reflection High Energy Electron Diffraction – RHEED), acoplada al sistema MBE. Esta técnica de monitoreo permite observar patrones que describen la superficie de la muestra y por lo tanto permite garantizar la calidad de las películas. Además de RHEED, otra técnica de monitoreo en tiempo real e *in-situ* incorporada al sistema es Espectroscopía por Reflectancia Diferencial (en inglés Reflectance Difference Spectroscopy – RDS). La topografía de la muestra puede ser observada *in-situ* por medio de un Microscopio de Efecto túnel o por el Microscopio de Fuerza Atómica (en inglés Scanning Tunneling Microscopy y Atomic force microscopy – STM y AFM respectivamente), según sean las condiciones del experimento.

Las técnicas de Espectroscopía Electrónica Auger y la Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X (en inglés Auger Electron Spectroscopy y X-Ray Photoelectron Spectroscopy – AES y XPS respectivamente) son utilizadas básicamente para el análisis de la composición de las películas superficiales y la configuración de ambas técnicas están interconectadas con el sistema de MBE, haciendo de este un sistema integral para la investigación de semiconductores.

El sistema MBE que se utilizó en este trabajo de tesis para la fabricación de las estructuras estudiadas para láseres de Cascada Cuántica es un modelo *Riber 32* que consta de tres cámaras, cada una con propósitos diferentes. En la cámara de introducción se coloca el sustrato y se logra un vacío de 10^{-8} Torr con la combinación de una bomba de adsorción de zeolita y una iónica, el propósito de esta etapa es exclusivo para la colocación de la muestra. La segunda etapa es una cámara de análisis en la que se caracteriza la composición y/o topografía de los cristales y cuenta con los equipos antes mencionados. Por último, la cámara de crecimiento (ver Figura 3.2) en la que el sistema tiene la capacidad de crecer películas semiconductoras del grupo III-V, específicamente se utiliza cuatro elementos base aluminio (Al), galio (Ga), indio (In) y arsénico (As); además de dos elementos dopantes silicio (Si) y berilio (Be) que proporcionan el dopaje tipo *n* y *p* respectivamente, todos estos contenidos en celdas de efusión de nitruro de boro que garantiza una casi nula reacción química con los elementos ultrapuros dado que son sometidos a las altas temperaturas tanto de reposo como de operación.

El equilibrio térmico en la cámara de crecimiento se logra por medio de criopaneles que contienen un sistema de tuberías acondicionado para el flujo de nitrógeno en estado líquido; que además de lo anterior, permite un mejor control de la presión residual del sistema y por lo tanto la pureza del ambiente interno. [47] [51]

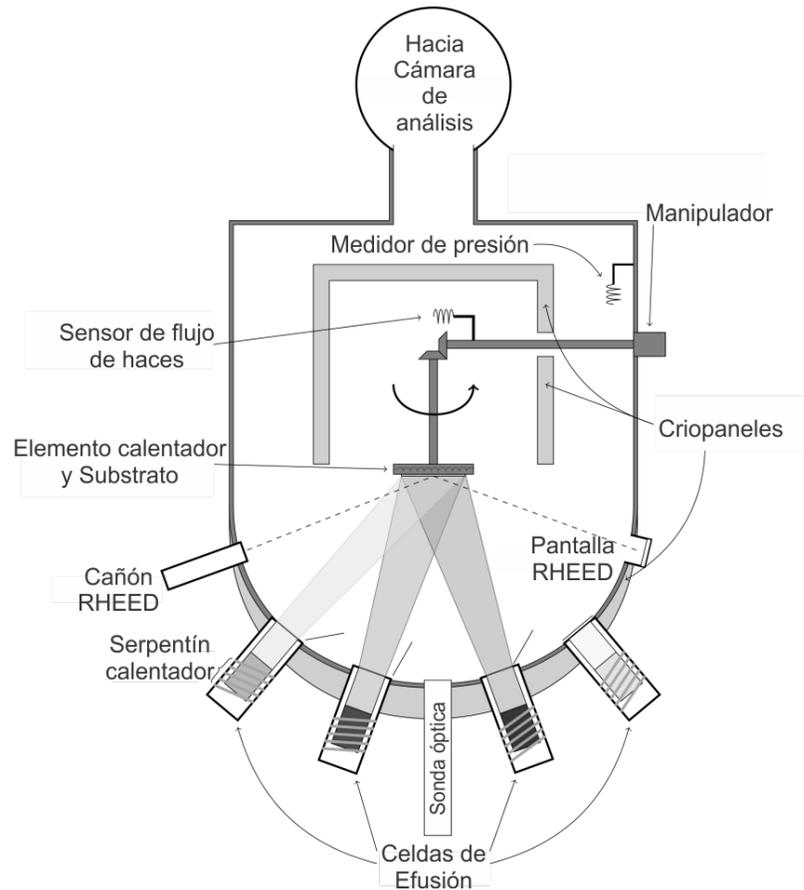


Figura 3.2: Diagrama básico de la cámara de crecimiento del sistema de Epitaxia por Haces Moleculares.

La colocación del cristal se consigue por medio de un manipulador que permite controlar la posición del sustrato en tres direcciones, así como en dos ángulos de rotación. El manipulador cuenta con un calentador que permite ajustar a las temperaturas idóneas, esto para que se lleve a cabo el proceso térmico, en el que las moléculas adquieren energía para enlazarse con los átomos de la superficie y lograr el crecimiento (ver Figura 3.3). [51]

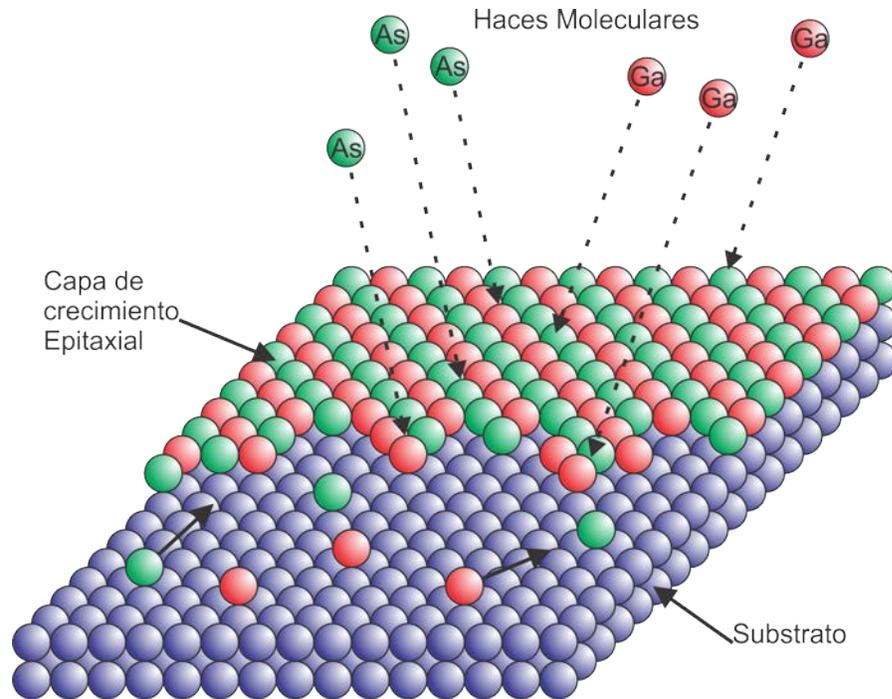


Figura 3.3: Esquema de la deposición epitaxial en un sistema de Epitaxia por Haces Moleculares.

La deposición del material sobre un sustrato por medio de MBE puede ser de dos tipos, ya sea un crecimiento homoepitaxial, que se refiere a la deposición del mismo material que el sustrato, o crecimiento heteroepitaxial, en cuyo caso es una composición diferente a la capa actual del cristal. [52]

3.2 Técnicas de Caracterización *in-situ*

En los sistemas de investigación o fabricación de dispositivos semiconductores de alta pureza es importante conservar altos estándares de calidad dada la naturaleza del proceso de fabricación, en este caso en el sistema de epitaxia por haces moleculares. Por lo anterior, se desarrollaron técnicas de caracterización *in-situ* que permiten conocer propiedades topográficas, de composición e incluso electroópticas sin la necesidad de extraer las muestras; es decir, las técnicas están acopladas al sistema de ultraalto vacío. Se describen a continuación las técnicas que se utilizaron como apoyo complementario para la caracterización de las estructuras crecidas para este trabajo de tesis.

3.2.1 Reflexión de Electrones Difractados de Alta Energía

Una técnica básica en un sistema MBE para el monitoreo del crecimiento de cristales *in-situ* y en tiempo real es la técnica de Reflexión de Electrones Difractados de Alta Energía (en inglés Reflection High Energy Electron Diffraction – RHEED). Ésta consiste en la obtención de información geométrica de la superficie de la muestra, dado que en condiciones de alto vacío los átomos de la superficie se reagrupan de manera diferente al volumen del cristal; es decir, se genera una reconstrucción superficial. [53] Este fenómeno se logra observar a partir de un patrón de difracción que se genera al hacer incidir un haz de electrones de alta energía ($\approx 12\text{KeV}$) sobre la muestra formando un ángulo rasante con la superficie menor a 5 grados (ver Figura 3.4).

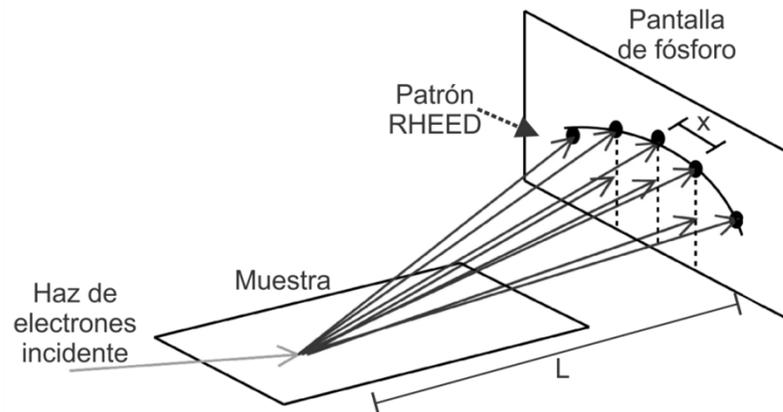


Figura 3.4: Diagrama básico de la técnica de Reflexión de Electrones Difractados de Alta Energía.

Lo anterior permite garantizar que la información del patrón observado en el otro extremo de la cámara por medio de una pantalla de Fósforo es debido a pocas monocapas; es decir, información meramente superficial. Las proyecciones observadas en la pantalla pueden ser en forma de barras o de puntos dependiendo de las condiciones de cristalinidad de la superficie (ver Figura 3.4). [53]

Adicionalmente, el parámetro de red puede calcularse por medio de la técnica de RHEED. Si se conoce la distancia en milímetros entre los patrones RHEED, la constante de red puede obtenerse por medio de la siguiente ecuación:

$$a = \frac{\lambda L}{x}, \quad 3.1$$

donde λ es la longitud de onda (en nm) del rayo de electrones, y L es la distancia (en mm) recorrida por el rayo de electrones desde la superficie de la muestra hasta la pantalla, [54] como se ilustra en la Figura 3.4. Es posible también calcular el desacople de red a_0 dada una variación del parámetro de red del bulto a_s y de la capa depositada a_L sobre este, mediante la siguiente expresión:

$$a_0 = \frac{a_s - a_L}{a_s}. \quad 3.2$$

Se conoce que el patrón RHEED de barras es producido por una superficie plana que implica un régimen de crecimiento bidimensional. Se pueden observar dos tipos de barras, intensas y bien definidas que proporcionan información del cristal completo; es decir, del bulto. [55] El otro tipo de barras intermedias son de menor intensidad y son las que indican las condiciones exclusivamente de la distribución atómica de la superficie. Cuando la superficie es lo suficientemente rugosa se pierde las condiciones de bidimensionalidad produciendo una difracción en tres dimensiones del haz de electrones en forma de puntos aislados. Este último patrón RHEED es indicativo de la formación de puntos cuánticos bajo ciertas condiciones. [56]

El patrón RHEED presenta cambios de intensidad debido a la rugosidad de la superficie durante la deposición de los materiales (ver Figura 3.5). La intensidad representada en la figura corresponde al monitoreo de una sección del patrón RHEED y graficándola con respecto al tiempo, esta información de la oscilación representa la velocidad con que se deposita una monocapa de material; es decir, dos oscilaciones representan una constante de red o un periodo de la red cristalina. [57]

Las oscilaciones RHEED son bien observadas en el punto del haz especular, aunque también son medidas en los puntos o barras (como se muestra en el recuadro rojo de selección en la Figura 3.5) y proporcionan información tanto sobre la velocidad de crecimiento, como de la concentración química de los materiales ternarios. [53] [58] Lo anterior se logra por medio de una fórmula básica que relaciona las velocidades con la composición descrita en la siguiente expresión, en cuya ecuación se ejemplifica la composición (x) de Al en el ternario $Al_xGa_{1-x}As$. [55] [59]

$$x = \frac{V_{AlGaAs} - V_{GaAs}}{V_{AlGaAs}}, \quad 3.3$$

donde V_{GaAs} es la velocidad del GaAs que típicamente se deja fija y V_{AlGaAs} es la velocidad del AlGaAs. Esta última se manipula bajando o subiendo la temperatura del Al hasta que el cociente que define la composición se ajusta a la composición requerida.

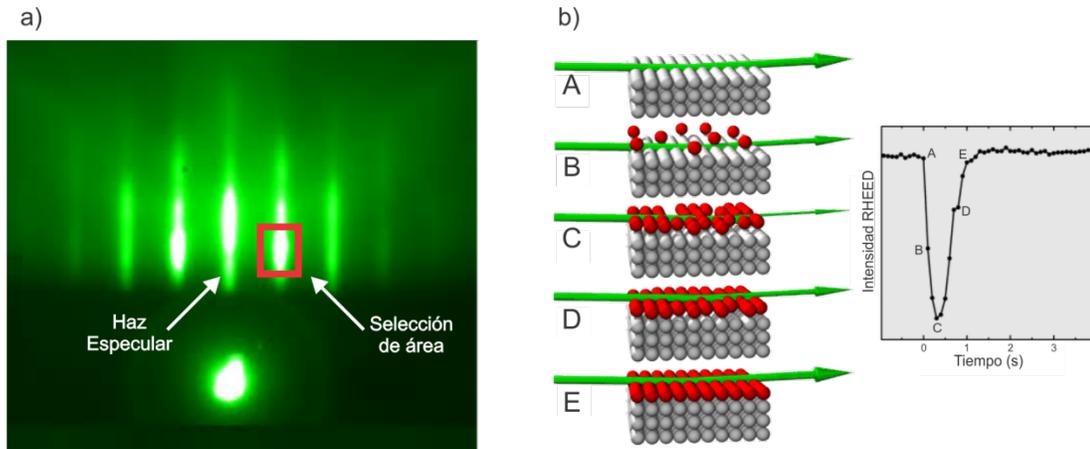


Figura 3.5: a) Típico patrón RHEED para una reconstrucción (2x4) de GaAs y b) formación de las oscilaciones RHEED de acuerdo al llenado de la monocapa.

3.2.2 Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X

El acople de la técnica de Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X (en inglés X-Ray Photoelectron Spectroscopy – XPS) al sistema de MBE permite la obtención de información muy confiable ya que las muestras no han sido expuestas a la intemperie y además de que se encuentran en un ambiente de ultraalto vacío. La técnica de XPS es una de las más utilizadas para la caracterización de composición de materiales, en este caso para semiconductores del sistema III-V, aunque no se limita a estos materiales pudiendo introducir a la cámara de análisis cualquier otro material. [60]

En la Figura 3.6 [61] se pueden observar los elementos necesarios para el instrumento de XPS. El sistema que se utilizó es de la marca Camac, y consiste en una fuente de rayos X con su respectivo sistema de enfriamiento, un sistema de vacío, un analizador de energía del electrón y un sistema de procesamiento de datos. Para la colocación de la muestra en la posición correcta se elige la zona de la superficie por

medio de un control XY y una cámara de video. Las fuentes o filamentos de rayos X utilizadas son ánodos de aluminio (1486.6 eV) o manganeso (1253.6 eV).

Esta técnica permite conocer las composiciones de los materiales que se encuentran en hasta los primeros 10 nm de la superficie midiendo la cantidad de electrones desprendidos de los elementos. Esto se debe a que los electrones poseen menos habilidad para atravesar sólidos que los rayos X. Así, una radiación X de 1 KeV puede penetrar más de 1000 nm en un sólido, mientras que electrones de esta energía sólo penetran unos 10 nm. Por tanto los electrones que son emitidos por los rayos X que han penetrado más allá de las primeras capas de la superficie, no pueden escapar de la muestra y alcanzar el detector. [62] [63] Con esta técnica se puede realizar un barrido lateral superficial para conocer su composición química. Según sean las necesidades se puede conocer la composición a profundidad (décimas de micrómetros) solo que implicaría que el método sea destructivo.

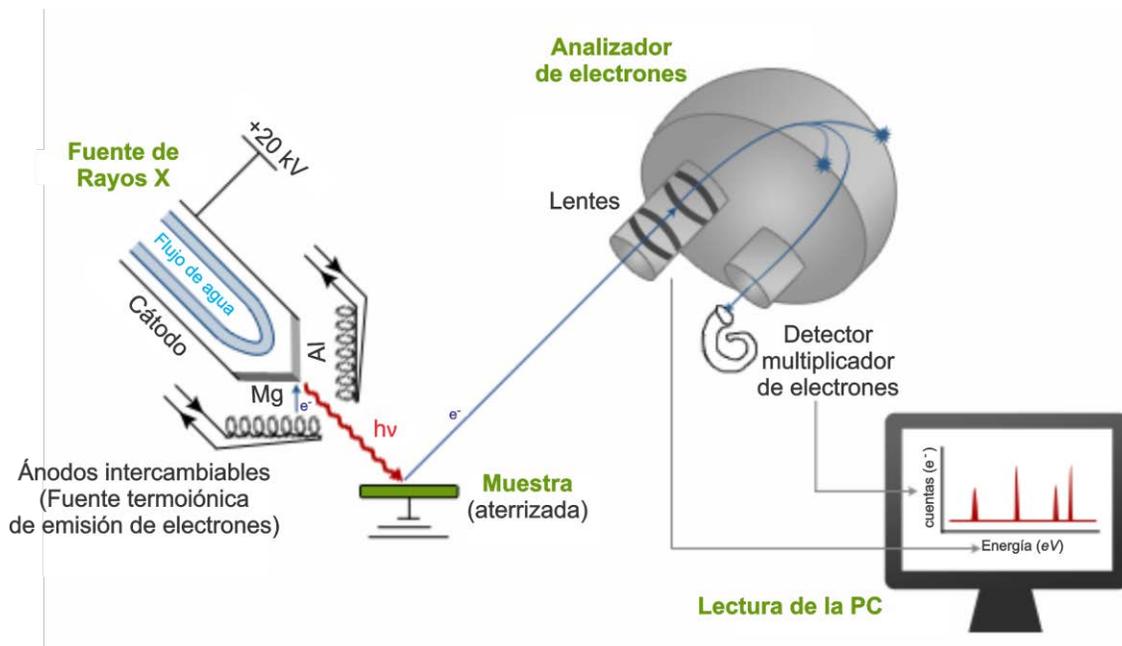


Figura 3.6: Esquema del sistema de Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X.

La Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X es en esencia una aplicación tecnológica del efecto fotoeléctrico explicado teóricamente por Einstein. [64] La técnica de XPS basa su funcionamiento en el proceso de fotoemisión que consiste en la

interacción de un fotón con un átomo en el que el fotón interacciona con un electrón de un orbital atómico realizándose una transferencia total de energía del fotón hacia el electrón ocurriendo así la emisión del electrón del átomo. Cuando ningún electrón del átomo es emitido se debe a que la energía del fotón es demasiado baja, al aumentar la energía del fotón se comienza a observar la fotoemisión de electrones del átomo, este proceso sucede en un tiempo aproximado de 10^{-16} s.

Una vez superada la frecuencia umbral, el número de electrones emitidos será proporcional a la intensidad de iluminación (mayor número de fotones de alta frecuencia de excitación). La energía de enlace (E_B) del electrón está descrita por la ecuación:

$$E_B = h\nu - KE, \quad 3.4$$

donde $h\nu$ es la energía de la fuente de rayos X, y KE es la energía cinética del electrón detectado.

3.3 Técnicas Ópticas de Caracterización *ex-situ*

Una enorme ventaja de las técnicas experimentales basadas en efectos ópticos que se utilizan para caracterizar semiconductores (no exclusivas de la caracterización *ex-situ*) es que no son destructivas. Lo anterior permite reproducibilidad, estricto control de calidad, conservar las muestras y/o utilizarlas para continuar con la fabricación de un dispositivo que esté bajo investigación, entre otras ventajas.

3.3.1 Fotoluminiscencia

La espectroscopía por Fotoluminiscencia (en inglés Photoluminescence – PL) es una técnica no destructiva que permite obtener información sobre las propiedades de la emisión óptica de la muestra bajo una perturbación externa; en este caso un láser. La información que se puede obtener de dicha espectroscopía son: energía del gap efectivo, la composición química de materiales, calidad cristalina y de interfaces, entre otros. Otra gran ventaja de esta técnica es que no requiere ningún procesamiento de la muestra, solo condiciones apropiadas de limpieza de la superficie. [65] [66]

Esta técnica se basa en la detección de los fotones emitidos de manera espontánea por la muestra cuando se recombinan radiativamente pares electrón-hueco. La excitación de los pares es producida por un haz de luz láser cuya condición para producir el anterior fenómeno es que su energía sea mayor al *gap* de la región de interés en el material. [67]

Los espectros de PL también pueden proporcionar información al analizar su anchura a media altura (en inglés Full Width at Half Maximum – FWHM) y su intensidad integrada. Por ejemplo, el espectro de fotoluminiscencia de un pozo cuántico está ensanchado debido a varios efectos como la dispersión de portadores intrabanda, la distribución térmica de los portadores, el desorden de aleación y la rugosidad interfacial. En términos de la calidad estructural de un QW, entre más angosto sea el FWHM menos defectos estructurales tiene el pozo cuántico. [65] [65] [68]

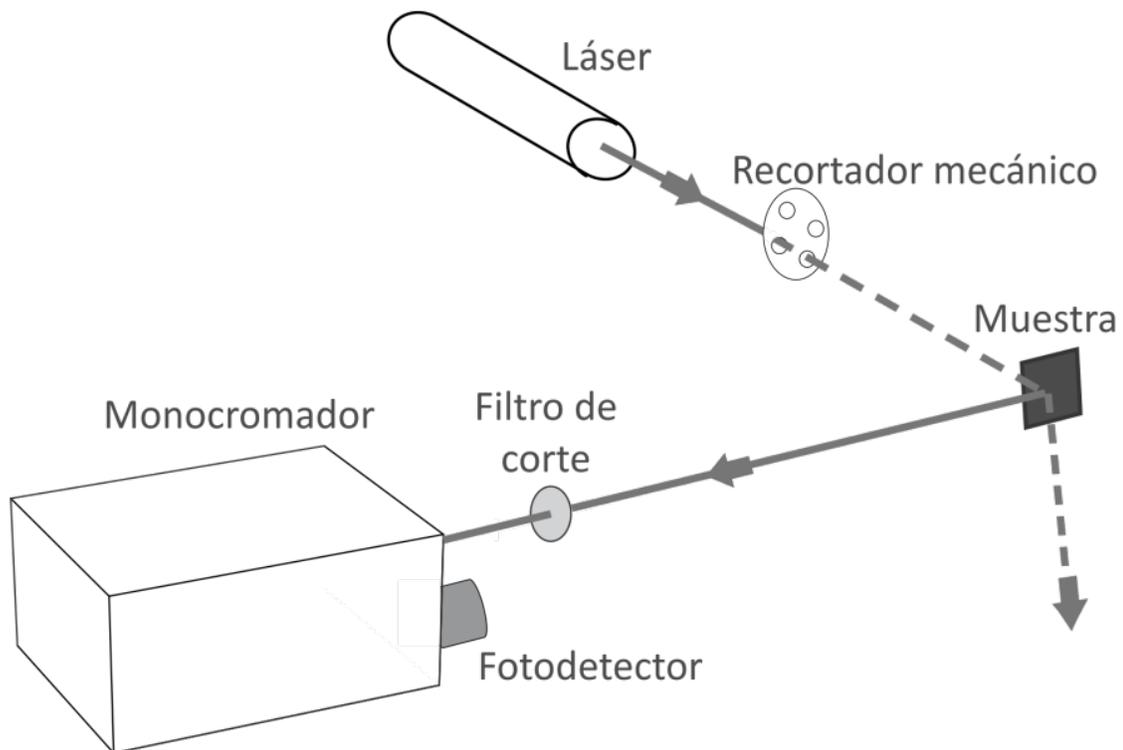


Figura 3.7: Esquema del sistema de caracterización por Fotoluminiscencia.

La configuración experimental de PL se muestra en la Figura 3.7. El montaje consiste en la colocación de la muestra en el interior de un criostato de temperatura controlable (de 300° hasta 13° K), a la que se le hace incidir un haz láser de argón de 514 nm de longitud de onda (verde) y de potencia variable de 1 a 50 mW. El láser de bombeo óptico es modulado por un recortador mecánico del que se obtiene una frecuencia que se referencia a un amplificador tipo lock-in de la marca Princeton, permitiendo así discriminar perturbaciones ajenas a la frecuencia de modulación. Los fotones que son emitidos por la muestra son focalizados mediante un sistema de óptico que consta de un espejo colector y un lente que focaliza la luz en la entrada de un monocromador (marca Acton) que separa la radiación según su longitud de onda.

Debido a que la luz láser que incide en la muestra es dispersada por la superficie, es necesario colocar un filtro de corte que garantice que la radiación del láser no sea percibida por el monocromador. A la salida de este se coloca un fotodetector de Germanio cuya respuesta espectral cubre la región de interés. La señal eléctrica del detector es canalizada hacia la entrada del amplificador lock-in. Una computadora controla y sincroniza por comunicación serial y GPIB al monocromador y al amplificador lock-in, respectivamente. Finalmente, la información de la espectroscopía es presentada en tiempo real. Todo lo anterior es coordinado con *LabView* que es un software de *National Instruments* muy apropiado para este tipo de experimentación.

3.3.2 Reflectancia

Cuando la luz interacciona con la materia se presentan varios procesos ópticos tales como absorción, reflexión, transmisión, luminiscencia, dispersión, etc. Los espectros de Reflectancia (R) o Transmitancia (T) óptica, arrojan básicamente la relación entre las cantidades de luz incidente con respecto a la que se refleja o trasmite respectivamente, esta interacción está en función de la longitud de onda cuando se hacen interactuar con la muestra, que en este caso es un semiconductor. [69]

Las caracterizaciones de la muestras se realizaron a temperatura ambiente por medio de un espectrofotómetro comercial *UV – Vis – NIR Varian-Cary 5E*, que tiene un rango espectral de operación de 175 - 3300 nm (0.376 - 7.08 eV).

Para la técnica de Reflectancia y Transmitancia, se considera el caso de incidencia normal sobre el sólido. En el caso de la R, se parte de las ecuaciones de Maxwell que relacionan el coeficiente de reflexión con los índices de refracción para medios no magnéticos con la siguiente expresión: [70] [71]

$$r = \frac{1 - \tilde{n}}{1 + \tilde{n}} \quad 3.5$$

donde la constante 1 representa el índice de refracción del vacío y $\tilde{n} = n + ik$ (índice de refracción del sólido). Dado que la Reflectancia es $R = r^* r$, se puede reescribir como:

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad 3.6$$

Donde n y k son el índice de refracción y el coeficiente de extinción, respectivamente.

3.3.3 Reflectancia Diferencial

La distribución de los átomos al interior de un semiconductor (en este caso del tipo III-V) conservan una simetría cúbica que permite su condición de cristalinidad. Los fenómenos que pueden alterar dicha simetría son deformaciones mecánicas inducidas, defectos puntuales, campos eléctricos superficiales, rugosidades, entre otros. Para el estudio de pérdida de la simetría se ha utilizado la técnica de Reflectancia Diferencial (en inglés Reflectance Difference Spectroscopy – RDS) que consiste en un arreglo óptico que permite medir la diferencia en términos de la reflexión a incidencia normal de la luz linealmente polarizada entre dos direcciones perpendiculares sobre el plano de la superficie de la muestra [72] [73] [74] que se hacen coincidir con los ejes de simetría del cristal. En el caso de esta tesis, las muestras tienen una superficie (001) cuyos ejes cristalográficos son $[1\bar{1}0]$ y $[110]$ (ver Figura 2.1), mientras que para semiconductores con superficie (110) los ejes referenciados para la polarización son $[001]$ y $[\bar{1}10]$.

La técnica RDS es una sonda óptica que anula la componente de reflectividad de un cristal cúbico que no depende de la polarización y está asociada a interfaces y/o superficies en donde se haya perdido la simetría cúbica. [75] La reflectividad independiente de la polarización se considera isotrópica y es cancelada al momento de restar las componentes polarizadas; es decir, la diferencia en reflectividad es puramente

información anisotrópica. Para las superficies (001), la magnitud de RDS se define como:
[76]

$$\frac{\Delta R}{R} = 2 \frac{R_{[110]} - R_{[1\bar{1}0]}}{R_{[110]} + R_{[1\bar{1}0]}} \quad 3.7$$

La configuración experimental de la técnica de RDS se muestra en la Figura 3.8 con un esquema del arreglo óptico y electrónico en el que se observa una lámpara de Xenón o de Tungsteno, según el rango espectral que se desee analizar (ultravioleta-visible o visible-infrarrojo, respectivamente). La emisión es colectada por espejos y enfocada en la entrada de un monocromador de la marca Spex con una distancia focal de 0.5 metros. A la salida se obtiene luz monocromática que es colimada y enviada hacia un polarizador tipo Rochon, del cual se obtiene luz polarizada a 45 grados dada su orientación angular con respecto al plano de incidencia. La luz polarizada es dirigida hacia un modulador fotoelástico ajustado a un retardo de $\lambda/2$, para después incidir sobre la muestra que también tiene orientados sus ejes cristalográficos a 45 grados con respecto al plano de incidencia. La Luz reflejada es colectada por un fotodetector del que se extrae y analiza la señal por medio de equipo de cómputo.

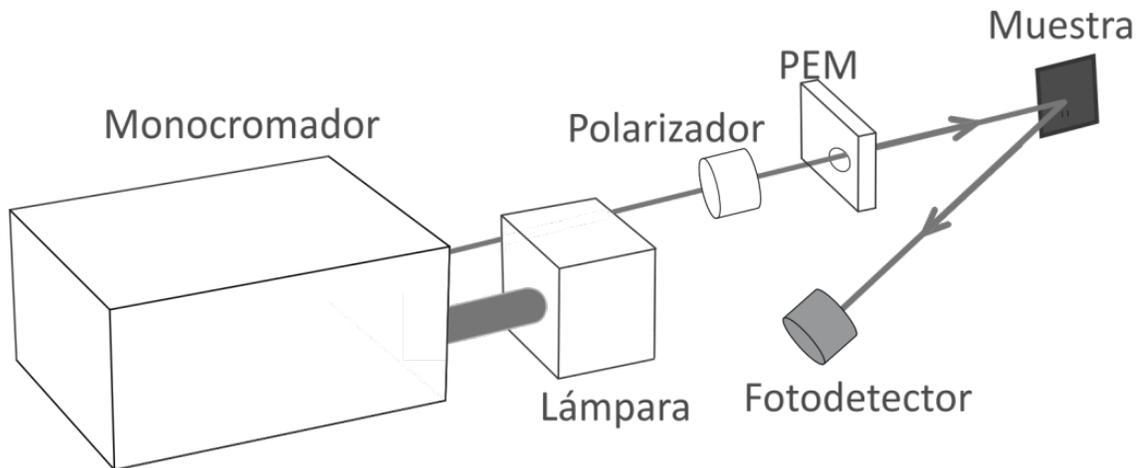


Figura 3.8: Esquema del sistema de caracterización por Reflectancia Diferencial.

3.3.4 Fotorreflectancia

La Fotorreflectancia (en inglés Photoreflectance – PR) es una técnica de espectroscopía modulada libre de contactos eléctricos y que además las muestras no necesitan ninguna preparación especial. La espectroscopía por PR es utilizada para conocer los efectos de los estados superficiales, los campos eléctricos internos de estructuras semiconductoras, calidad interfacial, entre otros. [77] [78] El principio físico que la describe radica en la interacción de la luz con la materia; es decir, por el comportamiento de campos electromagnéticos en materiales semiconductores. [79] En este caso la respuesta del material está descrita por la función dieléctrica (ϵ) en términos de la energía de la radiación incidente. Es importante mencionar que la ϵ es compleja: [6]

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = \tilde{N}^2, \quad 3.8$$

donde la parte real de la función dieléctrica puede describirse como $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ y la imaginaria como $\epsilon_2 = 2nk$. Además, el índice de refracción complejo es $\tilde{N} = n - ik$, donde n es el índice de refracción y k el coeficiente de extinción.

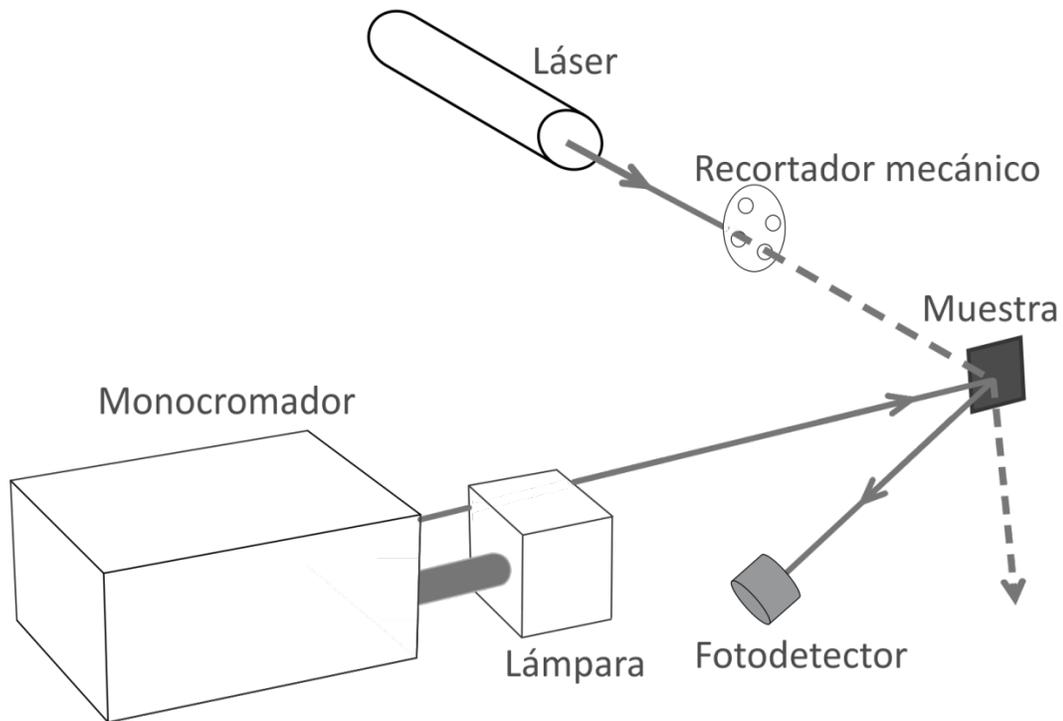


Figura 3.9: Esquema del sistema de caracterización por Fotorreflectancia.

El funcionamiento de PR (ver Figura 3.9) parte de hacer incidir dos fuentes de luz simultáneamente sobre un punto de la muestra. Una de las fuentes es un láser con energía mayor que la de la banda prohibida del material semiconductor y sirve para bombear electrones de la banda de valencia a la banda de conducción. La segunda fuente es un haz llamado de prueba que proviene de una lámpara que radie en la región de interés. Este haz de luz se hace pasar por un monocromador y se usa para analizar la muestra por medio de un barrido en términos de la longitud de onda (o energía). El láser se hace pasar por un estroboscopio o recortador mecánico para efectuar la interrupción del bombeo a determinada frecuencia. Esta señal de referencia sirve para que la técnica sea sensible a la fase y sea detectada por un amplificador (Lock-In) diseñado para este propósito (ver Figura 3.9). [80]

La luz reflejada por la muestra es convertida en una señal eléctrica por medio de un fotodetector. Este haz de luz contiene dos componentes, una contiene solamente a la luz de prueba reflejada (R) cuando el recortador mecánico interrumpe la luz láser. La otra componente contiene a la reflectividad perturbada; es decir, a la luz de prueba perturbada por efecto de la modulación del campo eléctrico debido a la luz láser de bombeo (ver Figura 3.10). [81] Ambas componentes mencionadas tiene la misma frecuencia referenciada al recortador mecánico y el cambio en la reflectividad (ΔR) es muy pequeño, pero dichos cambios son posibles de medir con el amplificador Lock-In.

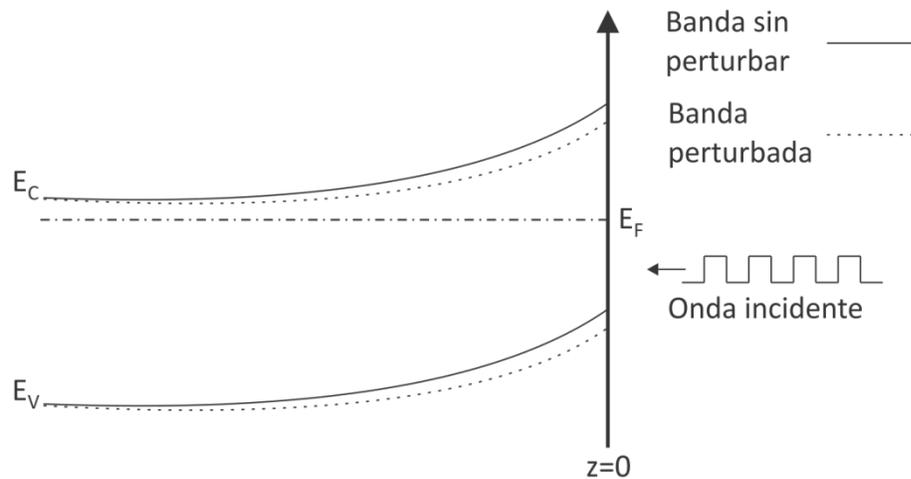


Figura 3.10: Doblamiento de las bandas por efecto del haz modulador (láser) para un semiconductor *tipo-n*.

En la Figura 3.10 se muestra el efecto del doblamiento de las bandas energéticas debido a la modulación del campo eléctrico producido por un haz láser. La modulación del campo se produce al obturar mecánicamente el haz láser. Cuando el láser no está incidiendo sobre la muestra, las bandas energéticas están curvadas por la ocupación de estados superficiales o interfaciales que están por encima del nivel de Fermi. Cuando el láser incide sobre la muestra a energías mayores a la banda prohibida se crean pares electrón-hueco fotoinducidos que son separados por el campo eléctrico interno generado en la superficie o interface; es decir, electrones de la banda de valencia son excitados a la banda de conducción y se difunden dentro del material. Los huecos que quedan en la banda de conducción neutralizan electrones en la superficie haciendo que la barrera de potencial baje, aplanando las bandas energéticas en la región de carga espacial, lo cual se traduce en un cambio en la reflectividad.

La medición de ΔR es medida en cada longitud de onda del rango elegido. Dado que la lámpara que se use tiene una dependencia de la radiación en términos de la longitud de onda, entonces se calcula la razón $\Delta R/R$ para que los cambios no dependan de la intensidad del haz incidente. Por lo tanto, la magnitud del espectro de PR para un pulso completo de modulación entendido como R perturbada ($R_p \rightarrow$ láser-encendido) y R sin perturbar ($R \rightarrow$ láser-apagado), se define como: [6]

$$\left[\frac{\Delta R}{R}\right]_{PR} = 2 \frac{R_p - R}{R_p + R}. \quad 3.9$$

La forma de línea del espectro modulado de Fotorreflectancia se relaciona directamente con la función dieléctrica compleja perturbada y puede ajustarse usando la función de Aspnes: [82]

$$\left[\frac{\Delta R}{R}\right]_{PR} = \text{Re}[(\alpha - i\beta)\Delta\varepsilon] = \text{Re}[A e^{i\theta} (E - E_g + i\Gamma)^{-m}], \quad 3.10$$

donde α y β son los coeficientes de Seraphin. [83] A es la amplitud, θ es el ángulo de la fase, E es la energía del fotón incidente, E_g es la energía de la banda prohibida (o del punto crítico), Γ es el parámetro de ensanchamiento fenomenológico y es debido a impurezas y defectos (centros de dispersión). El parámetro m depende de la dimensionalidad del punto crítico y del orden de la derivada.

3.3.5 Fotorreflectancia Diferencial

La espectroscopía por Fotorreflectancia Diferencial (en inglés Photoreflectance Difference o Photoreflectance Anisotropy – PRD o PRA, respectivamente), es una técnica que parte del funcionamiento de la Fotorreflectancia con algunas consideraciones con respecto a la polarización. [84] La técnica de PRD debe su nombre a partir de que se realiza una resta de dos PRs, una en términos de una polarización del haz de prueba en la dirección $[110]$ (o $[1\bar{1}0]$) y la otra sin polarizar; es decir, $PRD = PR_{[110]} - PR$. [85]

Para semiconductores con simetría cúbica tipo zincblenda, la PR polarizada contiene dos contribuciones, una es el efecto electroóptico lineal (en inglés Linear Electro-Optic effect – LEO) y la otra es el efecto electroóptico cuadrático (en inglés Quadratic Electro-Optic effect – QEO). Dichos efectos están asociados a anisotropía e isotropías, respectivamente. [86] La PR sin polarizar solo tiene una dependencia con respecto al QEO, al realizar la resta se aísla el efecto LEO dado que se cancela la contribución cuadrática. Debido a lo anterior, al PRD está asociada al rompimiento de simetría cúbica por efecto del campo eléctrico superficial el cual induce deformaciones piezoeléctricas. [87]

Para ilustrar el arreglo experimental ver la Figura 3.11, este consiste básicamente en la inserción de un polarizador y un modulador fotoelástico (en inglés Photoelastic Modulator – PEM) entre la salida del monocromador y la muestra en ese orden. [84]

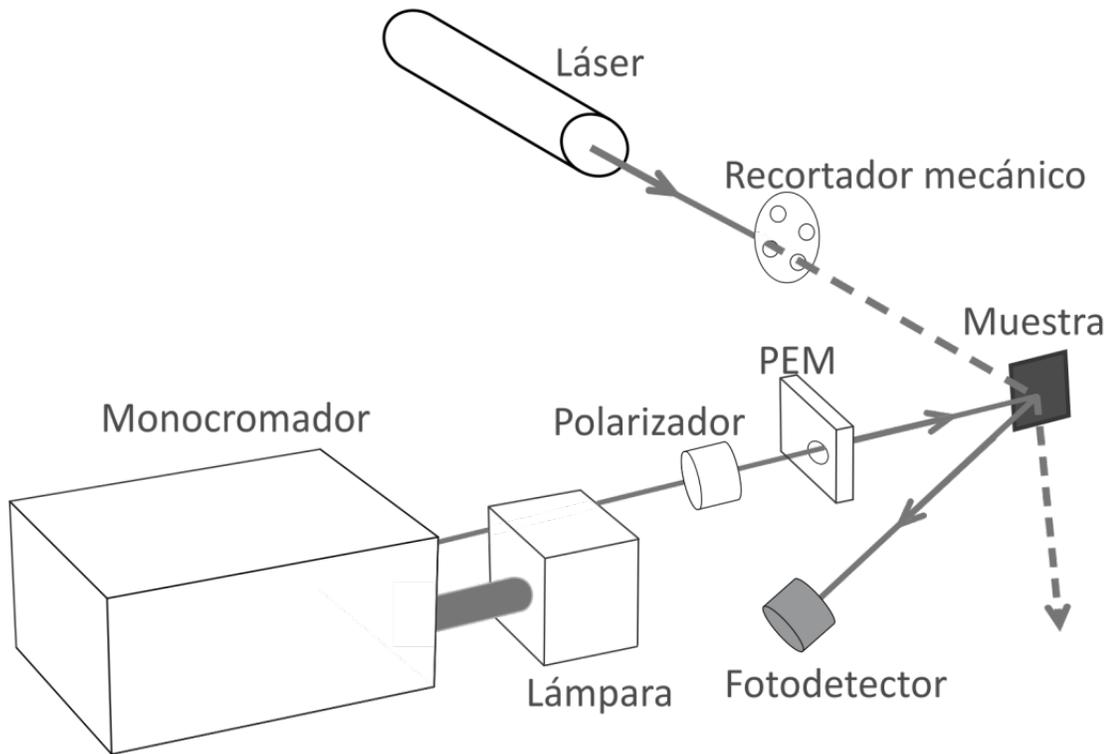


Figura 3.11: Esquema del sistema de caracterización por Fotorreflectancia Diferencial.

Como referencia revisar la descripción del arreglo de PR (sección 3.3.4). Para la obtención del espectro, se realizan dos mediciones sincronizadas para efectuarse simultáneamente y así evitar errores en términos de la longitud de onda al momento de realizar la resta de los espectros. Los estados polarizados y no polarizados se obtienen encendiendo y apagando el PEM; es decir, luz no polarizada y luz polarizada, respectivamente. [86] Lo anterior es debido a que cuando el PEM está encendido, su frecuencia de operación es de alrededor de 80 kHz. Dado que el Lock-In está referenciado al recortador mecánico a una frecuencia de 400 Hz ($80 \text{ kHz} \gg 400 \text{ Hz}$), el estado de la luz es tomado como un estado del haz de prueba no polarizado. [84]

Capítulo 4 : Resultados Experimentales de la Caracterización de Nanoestructuras Semiconductoras y su Análisis.

Los resultados que se reportan en este capítulo consisten en análisis teóricos, así como de experimentales, a partir de la caracterización electroóptica de nanoestructuras semiconductoras que se utilizan como base para la fabricación de dispositivos optoelectrónicos. [88] Por mencionar algunos ejemplos: láseres semiconductores, fotodetectores, conmutadores ópticos, transistores, etcétera. [29]

Para los procesos de fabricación de dispositivos tecnológicos es importante mantener estándares de calidad que permitan aumentar la eficiencia y tiempo de vida de los dispositivos y a su vez mantener el compromiso del costo-beneficio lo más apropiado posible. Para lo anterior, es necesario conocer los alcances de las propiedades de los materiales semiconductores que se utilizan para su fabricación; es decir, caracterizar cada etapa por separado; como por ejemplo las propiedades eléctricas, ópticas y mecánicas de los sustratos, las etapas relacionadas con el confinamiento óptico y eléctrico de las estructuras crecidas sobre estos y a su vez de las capas del área activa ya sea de un emisor o un detector, entre otros.

En este capítulo se reporta la caracterización por medio de espectroscopías ópticas de Reflectancia modulada y Fotoluminiscencia, además de técnicas complementarias, de estructuras conformadas de pozos cuánticos simples, estructuras de confinamiento de gas bidimensional de electrones, estructuras base para la fabricación de láseres de cascada cuántica y de pozos cuánticos dobles acoplados simétricos con características específicas que comúnmente se utilizan como base para la fabricación de láseres y detectores, cuyo diseño, para este caso, se centra en el rango de la ventana de menor absorción para sistemas de telecomunicaciones; es decir, en la banda de 1.3 y 1.55 micrómetros. [16]

Se desarrolla de un modelo teórico basado en un efecto electroóptico lineal a través de una deformación piezoeléctrica, [85] para el cual se realizaron los ajustes a los espectros experimentales por medio de la espectroscopía de Fotorreflectancia Diferencial (también llamada Anisotrópica) para un sistema de pozos cuánticos dobles acoplados y

bajo un régimen de campo bajo dado que no tienen dopaje intencional en toda la estructura. [89] El estudio de las transiciones electrónicas de la estructura es propuesto por medio del análisis en el espacio de Fourier. Se presenta el análisis centrado en los puntos críticos con carácter bidimensional y excitónico. [90] Aspectos teóricos son mencionados para relacionar la función dieléctrica de los puntos críticos en el espacio directo con el espacio recíproco por medio de una diferenciación fraccional con respecto de la energía. Como conclusión, se obtuvo un factor en términos del campo eléctrico interno residual de la estructura, permitiendo así conocer este parámetro intrínseco de los procesos de fabricación. [89]

Se estudia una heteroestructura de gas bidimensional de electrones, la cual tiene un campo eléctrico intenso (régimen de campo alto). El análisis para estructuras semiconductoras bajo este régimen se realiza por medio del modelo de Aspnes-Studna que considera un comportamiento oscilatorio en el espectro de Fotorreflectancia. Dos regiones fueron estudiadas por este modelo, la región de campo eléctrico interno y la del superficial.

4.1 Pozos Cuánticos de GaAs

Es importante mantener un estricto control de los espesores de los Pozos Cuánticos que conforman el área activa de dispositivos, dado que los niveles de cuantización cambian rápidamente en función del ancho de la película. [27] Lo anterior, por ejemplo, es crucial para la fabricación de Láseres de Cascada Cuántica debido que estos generan minibandas bien localizadas en la banda de conducción del semiconductor. [18] [36]

La composición de materiales ternarios utilizados como barreras de confinamiento, es también un factor que hay que caracterizar y controlar para efectos de calidad. El material para el confinamiento que se utilizó para la fabricación del láser de cascada cuántica es de $Al_xGa_{1-x}As$ en el que la composición de Al es de $x = 33\%$ para tener el material en un régimen de bandgap directo. La caracterización *in-situ* de este ternario se realizó por medio de RHEED en tiempo real así como por Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X dentro del sistema de alto vacío, esto para evitar la contaminación de la superficie.

4.1.1 Caracterización de los Materiales

La composición del ternario $Al_xGa_{1-x}As$ debe estar muy bien caracterizada dado que es el material que confina a manera de barrera a la película de GaAs que conforma el QW. Es importante mantener el estricto control de su composición debido a que la masa efectiva depende de la concentración de los materiales, esto implica una diferente solución al sistema cuantizado.

Para la muestra llamada M564 se utilizó una composición del 33% de Al, misma que fue caracterizada por RHEED al momento de la deposición de los materiales en la cámara de crecimiento del sistema MBE. El procedimiento implicó encontrar una velocidad adecuada en función del tiempo y espesores requeridos de la deposición de GaAs (V_{GaAs}) y esta velocidad se mantuvo fija. Después de esto, se abre el obturador del aluminio y se verifica su velocidad de deposición (V_{AlGaAs}). La relación entre las velocidades de crecimiento para la obtención de la composición x debe cumplir la siguiente expresión: [59] [58]

$$x = \frac{V_{AlGaAs} - V_{GaAs}}{V_{AlGaAs}}, \quad 4.1$$

donde x es la composición del Al en el ternario $Al_xGa_{1-x}As$. De no ser la velocidad adecuada (o composición de Al), se cambia la cantidad de Al aumentando o disminuyendo la temperatura de la celda de efusión. Las velocidades de crecimiento se obtuvieron eligiendo una sección de área en la pantalla de Fósforo como lo muestra la Figura 4.1. La razón de cambio de la intensidad en el área seleccionada es proporcional a la velocidad de deposición del material en términos de monocapas.

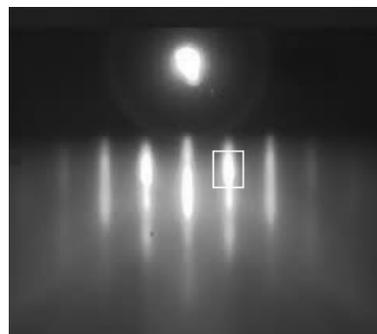


Figura 4.1: Selección de área en el patrón RHEED para una reconstrucción (2x4), en la dirección [110] del ternario AlGaAs.

Es necesario mencionar que en el patrón RHEED que se muestra en la figura anterior, no se observan líneas de reconstrucción debido al contraste que se pierde al haber tomado la imagen. En la Figura 4.2 se muestra el patrón de oscilaciones RHEED observado en el experimento para el área seleccionada. Las oscilaciones corresponden a la deposición de AlGaAs en la que por medio del software propio del instrumento, se puede obtener la distribución de frecuencias que arrojan la velocidad a la que se deposita el material.

Para calcular la composición de aluminio, se parte de la velocidad de deposición del Ga que correspondió a $V_{GaAs} = 1.55 \text{ \AA/s}$. La velocidad que se obtuvo para el AlGaAs fue de $V_{AlGaAs} = 2.33 \text{ \AA/s}$. Sustituyendo estos valores en la Ec. 4.1 se obtiene la composición (x) del ternario $Al_xGa_{1-x}As$:

$$x_{Al} = \frac{2.33-1.55}{2.33} \cong 33.5\%, \quad 4.2$$

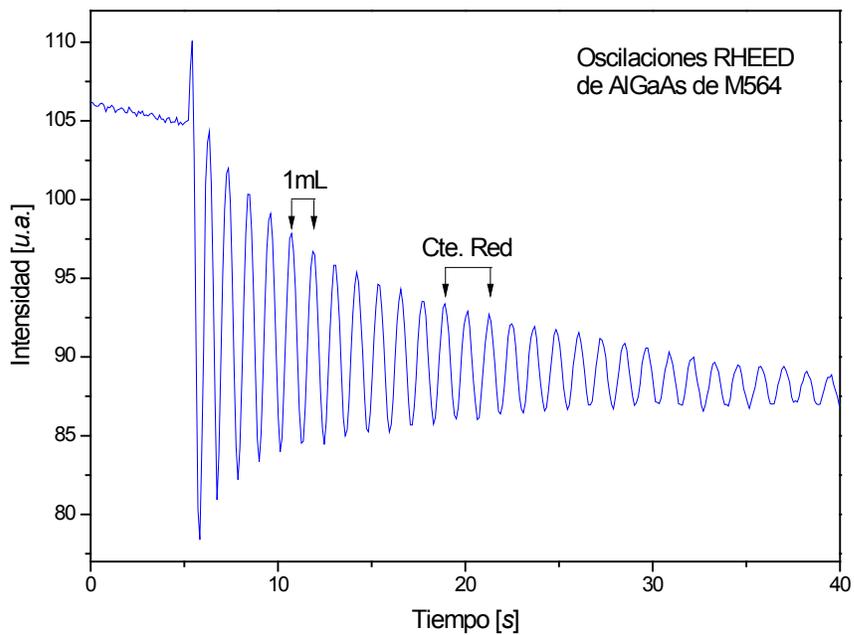


Figura 4.2: Patrón de oscilaciones de la técnica de RHEED de la deposición de AlGaAs (2x4) para la muestra M564 en la dirección [110].

En adición a la anterior caracterización, se realizaron experimentos de composición de materiales por medio de XPS en la cámara de análisis dentro del mismo

sistema de MBE. En la Figura 4.3, se muestra la gráficas de las cuentas del número de electrones obtenida con el filamento de Manganeso.

La caracterización por medio de XPS indicada en la Figura 4.3, corresponde a la misma película (muestra M564) que fue caracterizada por RHEED en las líneas anteriores, por lo que se espera una estrecha correlación entre las composiciones obtenidas por ambas técnicas.

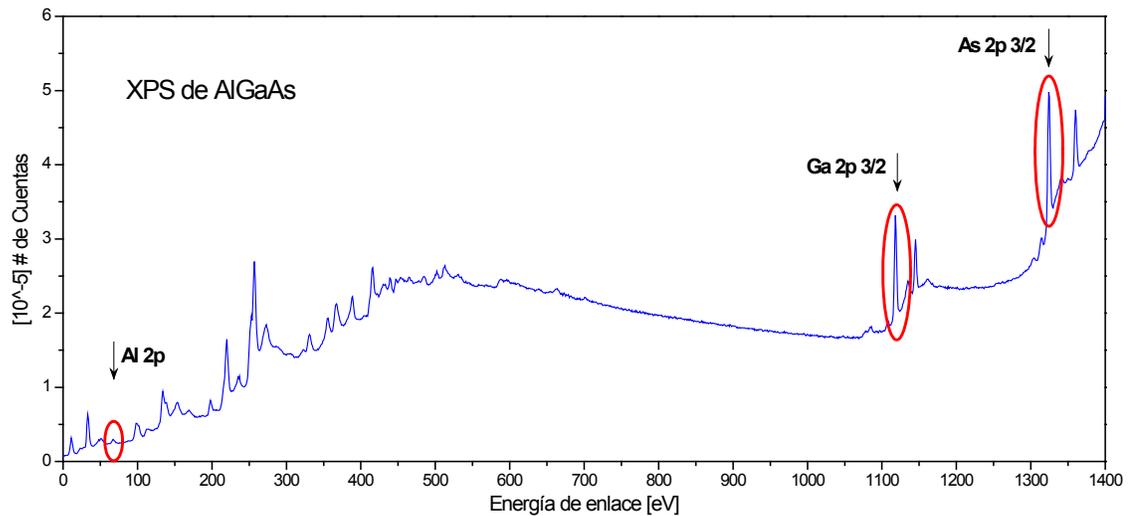


Figura 4.3: Caracterización a temperatura ambiente por XPS de la película que contiene la molécula de AlGaAs, se señalan los orbitales más comunes.

Se analizaron las tres ventanas de los orbitales correspondientes a cada uno de los elementos del ternario. Típicamente se analizan los orbitales Al_{2p} , $Ga_{2p_{3/2}}$ y $As_{2p_{3/2}}$. Las siguientes figuras, muestran las curvas de tipo Gaussianas de los orbitales mencionados. Se coloca una línea base para cerrar el área para efectos de cuantificación.

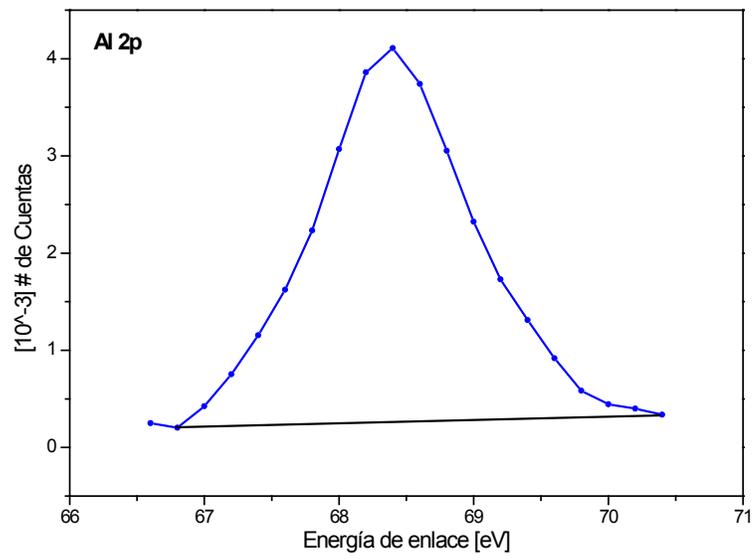


Figura 4.4: Curva obtenida por XPS del orbital del aluminio 2p.

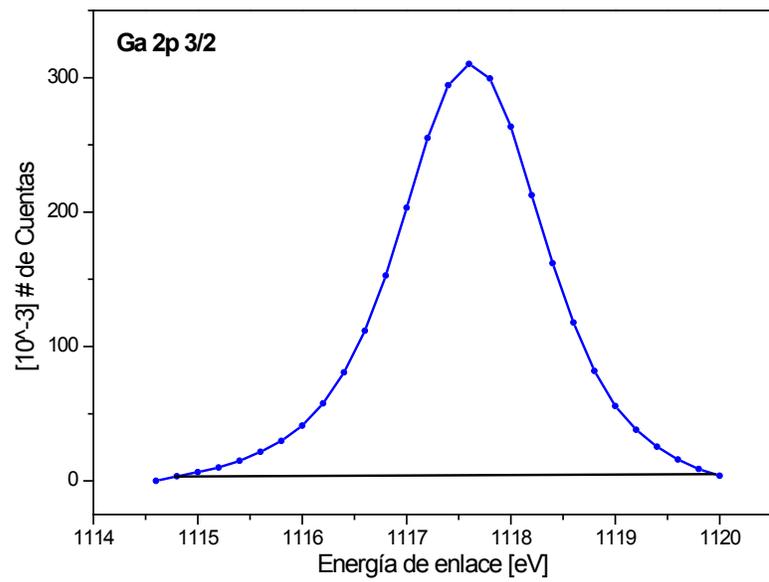


Figura 4.5: Curva obtenida por XPS del orbital del galio 2p 3/2.

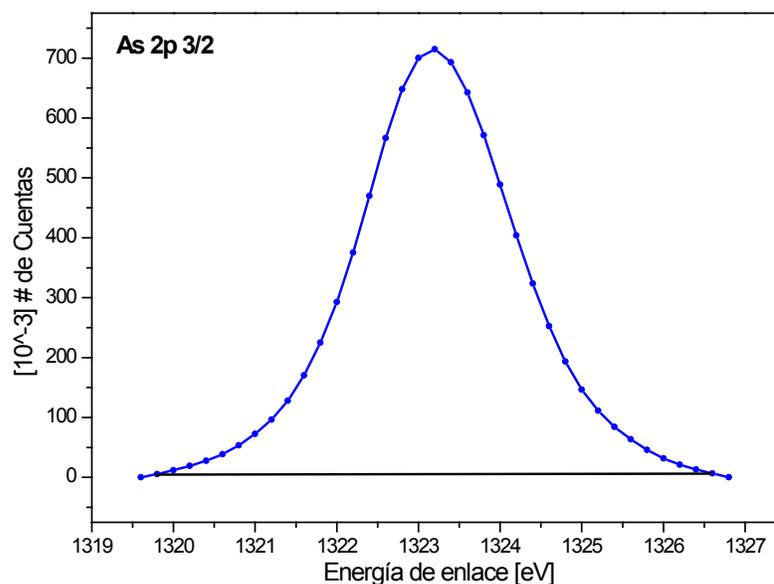


Figura 4.6: Curva obtenida por XPS del orbital del arsénico 2p 3/2.

De las curvas se pueden extraer sus correspondientes áreas para analizar las contribuciones de cada pico. Éstas deben ser normalizadas por medio de los llamados coeficientes de Scofield (S_x) para cada orbital [91]. Este parámetro es introducido para normalizar la respuesta fotoeléctrica para los orbitales en cada átomo. Los S_x 's son dependientes del filamento que se utilice, en este caso se utilizó el de Manganeso. Los datos para el análisis son descritos en la siguiente Tabla para cada orbital de los elementos de la molécula de AlGaAs.

Tabla 4.1: Datos para el análisis de composiciones por medio de Espectroscopía Fotoelectrónica de Rayos X.

Elemento	Orbital	Área [eV·#cuentas]	S_x	Área normalizada	Composición [%]
Al	2p	7221	0.5371	13445	33.5
Ga	2p 3/2	26846	21.4	26846	66.5
As	2p 3/2	1465728	27.19	53907	100

La composición descrita en la columna final de la Tabla 4.1, fue obtenida separando el anión (arsénico) como un 100 % y los cationes (aluminio y galio) con su correspondiente concentración entre ellos mismos. La composición de los cationes se obtuvo a partir de la siguiente ecuación [91]:

$$C_x = \frac{I_x}{S_x} \frac{1}{\sum_i \frac{I_i}{S_i}} \quad 4.3$$

donde C_x es la composición del material, I_x es el área normalizada de las cuentas obtenida por XPS, S_x es el coeficiente de Scofield y el índice i indica la iteración por cada anión. Se obtuvieron cinco interpretaciones del área (I_x) de cada uno de los picos, de las cuales se eliminaron la más alta y la más baja para evitar sesgos y para obtener una mejor estimación. De las tres áreas restantes para cada orbital se obtuvo el promedio.

Ambas caracterizaciones, por medio de RHEED y XPS, arrojaron resultados muy similares. Esto permite calibrar la composición respectiva de manera confiablemente en función de las temperaturas y flujos de cada elemento, de las presiones base de la cámara de crecimiento y de la temperatura del sistema, entre otros.

4.1.2 Cálculo de los Estados Cuantizados

En la Figura 4.7 se grafica el cálculo de la energía del primer estado ligado en el pozo en la banda de conducción en función del ancho del pozo. Dichos puntos fueron obtenidos a partir de las Ecs. 2.21 y 2.22. Esta curva nos permite interpolar los espesores de los QWs dependiendo de las necesidades de diseño; por ejemplo la conformación de las minibandas permitidas y/o prohibidas dentro de la banda de conducción de un QCL. Los materiales del QW son el binario GaAs mientras que el ternario $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ es el material que confina lateralmente a los QWs.

Los cálculos de los estados cuantizados de los pozos son descritos a detalle en el capítulo 2. En la Figura 4.8 se grafican las funciones en las que sus intersecciones representan las soluciones a las que corresponden a las energías cuantizadas del pozo. En la Figura 4.9 se ejemplifican un pozo cuántico con las siguientes características:

$2d = 54 \text{ \AA}$ ($5.4 \times 10^{-10} \text{ m}$), $V_0 = 255 \text{ meV}$ ($4 \times 10^{-20} \text{ J} \cdot \text{C}$). Las soluciones obtenidas para este QW corresponden a las energías $E_1 = 79.4 \text{ meV}$ y $E_2 = 248.5 \text{ meV}$.

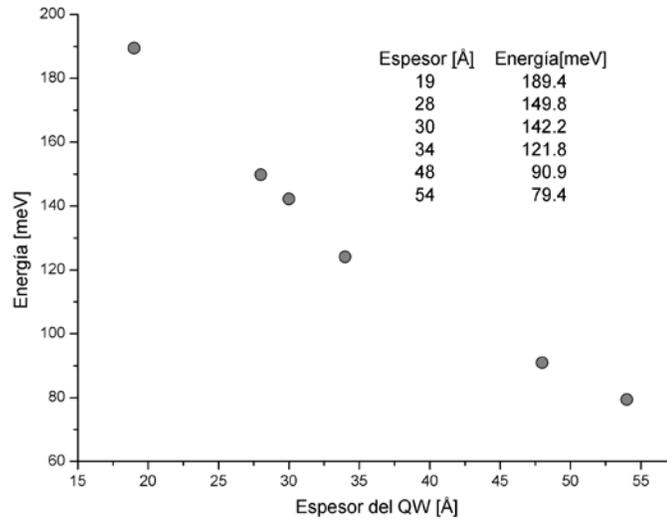


Figura 4.7: Dependencia esperada de la energía en función del espesor del QW.

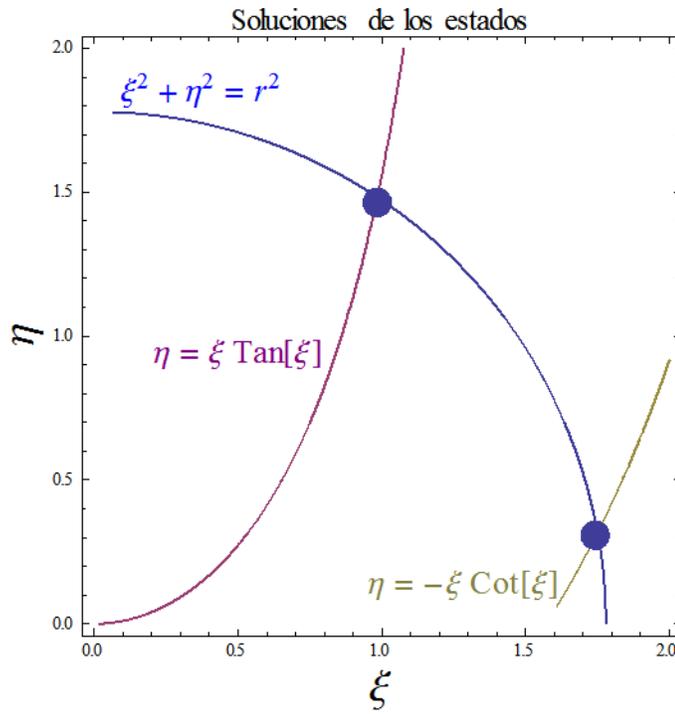


Figura 4.8: Soluciones para los estados cuantizados de energía.

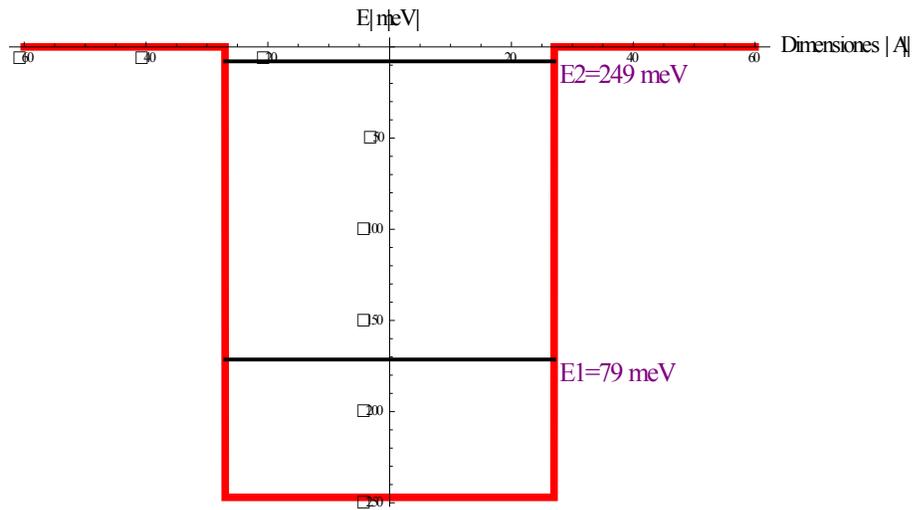


Figura 4.9: Pozo de potencial de 54 Å correspondiente a $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$.

En la Figura 4.10 se muestran los Pozos Cuánticos en bandas planas con los espesores y sus primeros estados ligados que se utilizarán para el diseño de la estructura real del QCL calculados teóricamente. La notación a la derecha se refiere a los espesores en Angstroms tanto de las barreras (AlGaAs) como de los pozos (GaAs). El área sombreada indica a las películas dopadas *tipo-n* (silicio) $n = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ que permiten la inyección de portadores en la consecuente minibanda de la red. Los cálculos anteriores se realizaron en el software *Mathematica* y esto con la finalidad de anticipar las energías requeridas para el QCL de esta tesis. La altura de las barreras es de 255 meV correspondiente al 33% de concentración de aluminio en el ternario. [92]

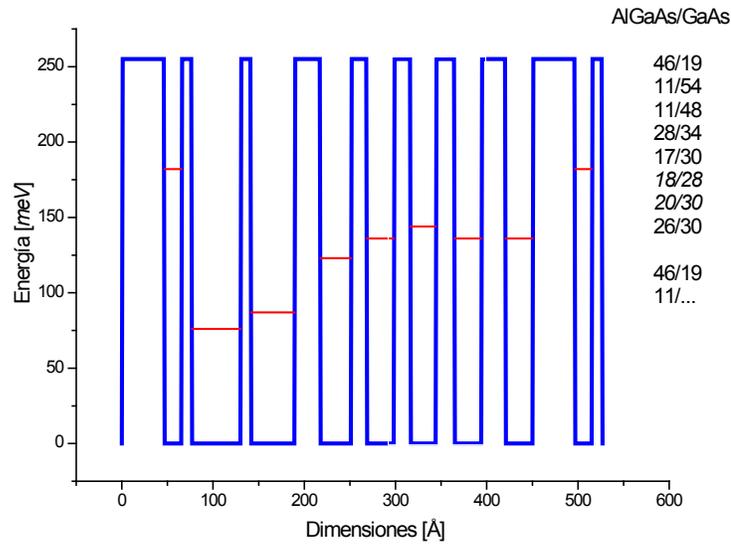


Figura 4.10: Esquema de 1/36'avo del área activa de un QCL con sus estados ligados. Área sombreada con dopaje *tipo-n*.

4.1.3 Caracterización de QWs por Fotoluminiscencia

En la Figura 4.11 se muestra el espectro de Fotoluminiscencia a una temperatura de 77° K para una muestra de calibración con 3 QWs con diferentes espesores y con barreras espaciadoras de 100 nm para evitar la interacción entre ellos. [8] [66] Se puede notar que los pozos están bien definidos y esto permite garantizar tiempos o velocidades de crecimiento para una estructura QCL completa con las implicaciones de exactitud que demanda. Los tres primeros picos en el espectro corresponden al primer estado de cada uno de los QWs. Los espesores de los QWs están dados en monocapas (en inglés monolayers – ml).

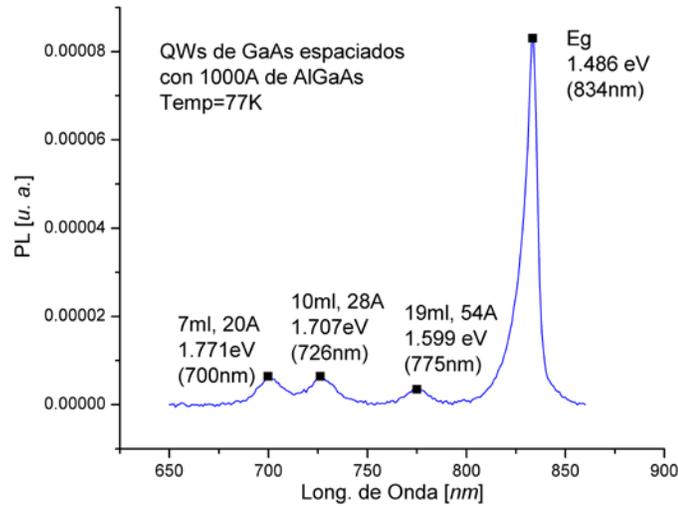


Figura 4.11: PL de 3 QWs con espesores de 7, 10 y 19 monocapas de GaAs.

El primer QW tiene un espesor de 7 mL (20 Å) al que le corresponde una energía de cuantización de 1.771 eV asociada a una longitud de onda del fotón de 700 nm, el segundo QW con un espesor de 10 mL (28 Å) a lo que corresponde una energía de 1.707 eV (726nm) y por último el de 19 mL (54 Å) en una energía de 1.599 eV (775nm). El pico a más longitud de onda y con una energía de 1.486 meV corresponde a la energía del gap del GaAs. Todas las transiciones mencionadas corresponden a la temperatura indicada de 77° K para la cual se midieron los espectros de PL.

4.2 Pozos Cuánticos Dobles Acoplados de $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$

La caracterización de los sistemas de Pozos Cuánticos Dobles Acoplados (en inglés Coupled Double Quantum Wells – CDQWs) se realizó por medio de varias técnicas ópticas que permitieron analizar dichas las estructuras desde diferentes mecanismos, las cuales condujeron al desarrollo de un modelo analítico que permite cuantificar una de las propiedades mecánico-ópticas de este tipo de estructuras; específicamente sus propiedades piezoeléctricas.

Las estructuras estudiadas (M05157 y M05159) fueron proporcionadas por el Dr. Teruo Mozume del “National Institute of Advanced Industrial Science and Technology” en

Japón y consisten en una serie de 60 pozos dobles de $In_{0.8}Ga_{0.2}As$ que están acoplados entre sí por medio de una barrera delgada de AlAs que sirve de acople con el fin de minimizar las relajaciones plásticas, ya que el espesor crítico de materiales semiconductores basados en InGaAs es de unos pocos nanómetros. [93] [94] Los espesores de cada pozo cuántico son de alrededor de 25 Å, por lo tanto el sistema acoplado presenta estados cuantizados. Las películas fueron depositadas sobre un sustrato de InP dopado con Fe; es decir, un sustrato semiaislante debido a que el Fe es insertado en el InP para provocar aceptores profundos que neutralizan el dopaje intrínseco del material. Los CDQWs están separados por una capa de 30 Å de $AlAs_{0.56}Sb_{0.44}$ para mantener a los 60 sistemas de pozos desacoplados entre sí. La estructura final es cubierta por una capa de 10 nm con una aleación de $In_{0.35}Al_{0.65}As$. Se utiliza esta composición para no tener un desacople tan grande al final del crecimiento ya que de lo contrario derivaría en la relajación por estrés adicional. Las transiciones permitidas desde la banda de valencia hasta la banda de conducción son esquematizadas en la Figura 4.12, correspondientes a la estructura básica analizada de las muestras. [95]

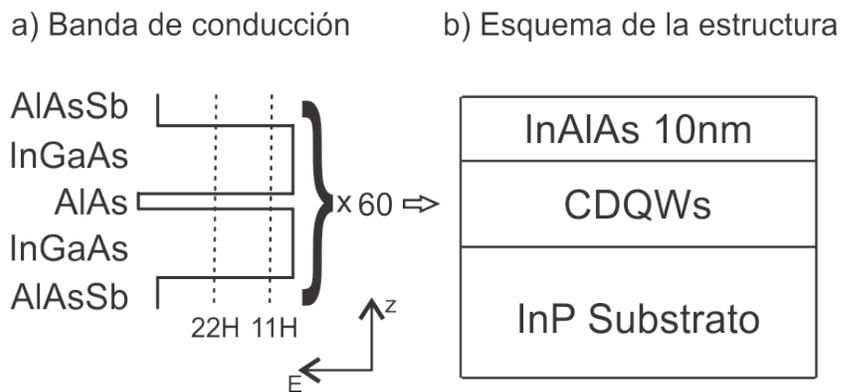


Figura 4.12: a) Estados de los CDQWs en la banda de conducción. b) Esquema de la estructura base de los CDQWs.

Los estados ligados asociados a las transiciones que se observan en las caracterizaciones (descritas más adelante) son los 11H y 22H cuya notación mnH indica una transición desde el m -ésima subbanda de la banda de conducción hasta la n -ésima subbanda en la de valencia, estas con carácter de huecos pesados. La combinación de las subbandas entre huecos pesados y huecos ligeros no están permitidas. [18] [96] Los detalles de los espesores de las películas en el área activa, así como las composiciones químicas de los CDQWs para las dos muestras, se especifican en la Tabla 4.2 descrita a continuación:

Tabla 4.2: Espesores de las películas de los pozos cuánticos dobles acoplados.

Muestra	QW (Å) In _{0.8} Ga _{0.2} As	Espaciadora (ML) AlAs	Barrera (Å) AlAs _{0.56} Sb _{0.44}	Cap Layer (nm) In _{0.35} Al _{0.65} As
M05157	25.0	3	30	10
M05159	26.5	2	30	10

La caracterización de los CDQWs se llevó a cabo por medio de las técnicas de Fotoluminiscencia en la que se realizaron las mediciones en función de la temperatura y potencia. El acople y la calidad cristalina de los CDQWs fueron observados por rayos X. Se realizaron mediciones de Transmitancia, Reflectancia y Reflectancia Diferencial (RD); esta última también realizada a baja temperatura (T= 24° K). La técnica de modulación del campo; es decir Fotorreflectancia, se realizó solo a 300° K ya que a baja temperatura la señal se ve enmascarada por la alta luminiscencia intrínseca de las estructuras dado que están en la misma región espectral. Por último, se extendió la técnica de PR para observar cambios en la reflectividad por medio de la modulación de campo eléctrico; así como por la dependencia en términos de la polarización; es decir, la observación de las anisotropías ópticas por medio de la técnica de Fotorreflectancia Diferencial. [86] [89]

De la última técnica mencionada (PRD), se desprendió gran parte de este trabajo de tesis con el desarrollo de un modelo que permite cuantificar el campo eléctrico interno residual de los CDQWs. Es importante mencionar que durante la fabricación de toda la estructura no se introdujo dopaje intencional. [18]

4.2.1 Estudio de los CDQWs por Fotoluminiscencia

Las mediciones de Fotoluminiscencia de estas estructuras de CDQWs fueron llevadas a cabo tanto a temperatura ambiente como a baja temperatura; el láser utilizado tiene una longitud de onda de 480 nm. En la Figura 4.13 se muestran espectros de la PL a temperatura ambiente de la estructura M05157. Para esta temperatura se utilizó una potencia nominal del láser de 30 mW. Se puede observar que la señal de PL solo corresponde al estado cuantizado de menor energía; es decir al asociado a la transición

interbanda del primer estado de la banda de valencia al primero de la banda de conducción, con carácter de huecos pesados (11H). El estado 22H no es observable debido a que al pertenecer al mismo sistema acoplado y a que el láser no bombea la suficiente potencia óptica, la probabilidad de transición es mucho mayor para el estado menos energético; es decir, la transición 11H.

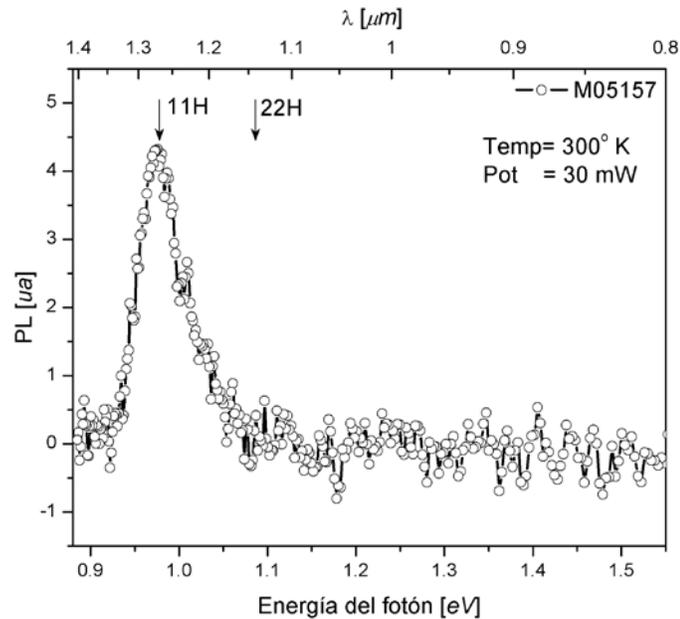


Figura 4.13: Fotoluminiscencia de M05157 a $T= 300^{\circ}$ K con una potencia de excitación de 30 mW.

En la Figura 4.14 se muestra el espectro de PL de los CDQWs de la estructura M05157 en función de la potencia a una temperatura de 13° K. Se puede observar que a menor potencia se distingue una estructura sobre la forma Lorentziana en la parte de menor energía. Se podría resolver energéticamente con las condiciones experimentales adecuadas. Las potencias que se utilizaron para esta caracterización fueron 1, 2, 5,10 y 30 mW.

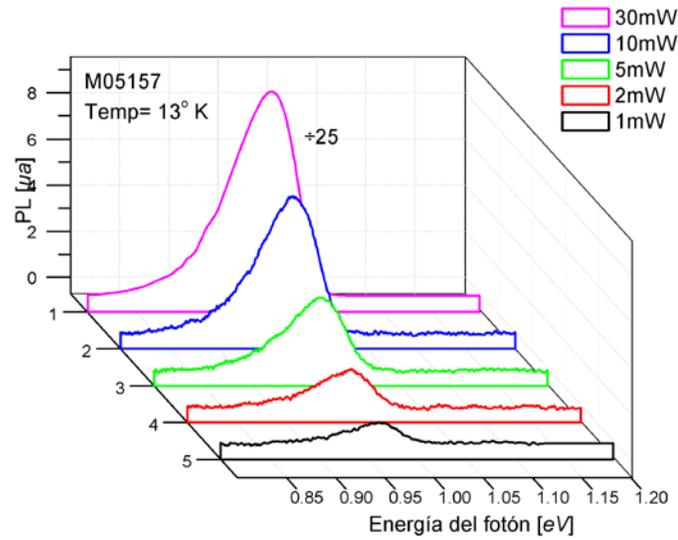


Figura 4.14: Fotoluminiscencia de M05157 a $T= 13^{\circ}$ K en función de la potencia de excitación.

La Fotoluminiscencia a temperatura ambiente de la estructura M05159 se muestra en la Figura 4.15. Las condiciones experimentales son las mismas que se utilizaron para la caracterización de la anterior muestra.

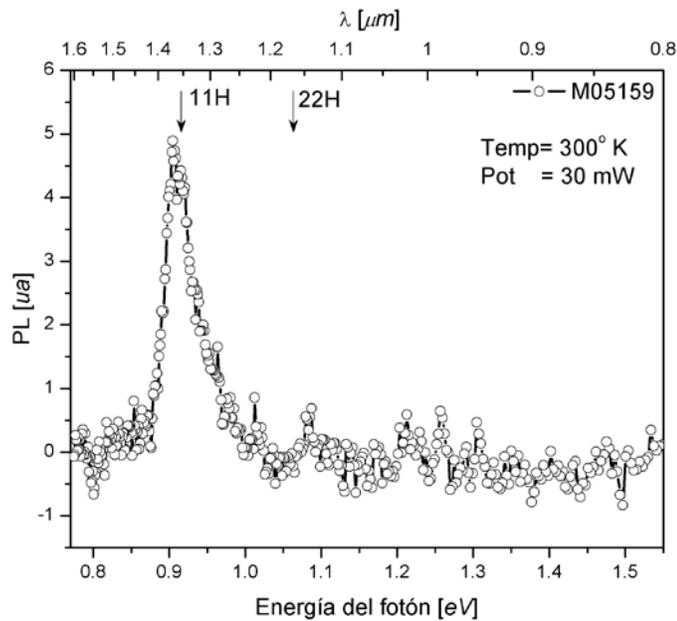


Figura 4.15: Fotoluminiscencia de M05159 a $T= 300^{\circ}$ K con una potencia de excitación de 30 mW.

Al igual que la estructura M05157, se ilustra la Fotoluminiscencia de la muestra M05159 en función de la potencia de excitación. Para este estudio de PL se utilizaron las potencias de excitación de 5, 10, 30 y 50 mW (ver Figura 4.16). Cabe mencionar que todos los experimentos se realizaron con una apertura de la rendija del monocromador de 250 μm .

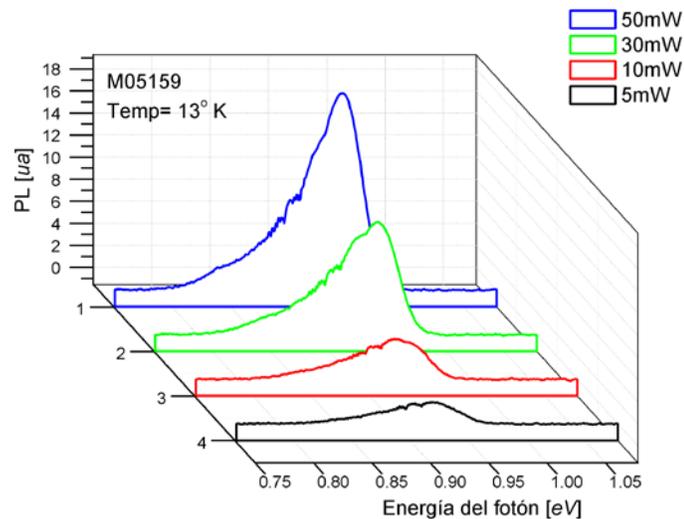


Figura 4.16: Fotoluminiscencia de M05159 a $T=13^{\circ}\text{K}$ en función de la potencia de excitación.

4.2.2 Caracterización de los CDQWs por Reflectancia y Transmitancia

Se realizaron mediciones de Reflectancia y Transmitancia (R y T, respectivamente) de las estructuras M05157 y M05159 a mediante un espectrofotómetro Varian-Cary en el rango del cercano y mediano infrarrojo del espectro electromagnético.

En la Figura 4.17, se muestra la caracterización por medio Reflectancia de la estructura M05157. Se pueden observar patrones de interferencia que corresponden a las múltiples reflexiones de la luz debidas a las delgadas capas de la estructura. En este caso la principal oscilación observable es provocada por la capa efectiva de medio micrómetro que contiene los 60 CDQWs.

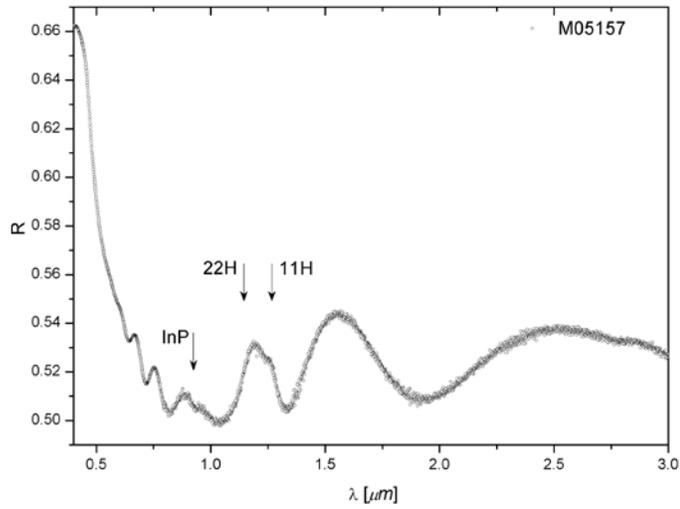


Figura 4.17: Espectro de Reflectancia de la muestra M05157 en el cercano y mediano infrarrojo.

Dado que las características de las muestras implican espesores muy similares, la forma de línea (ver Figura 4.18) es ligeramente diferente para la estructura M05159; en cuyo caso tienen un espesor efectivo nominal que difiere en total algunos nanómetros.

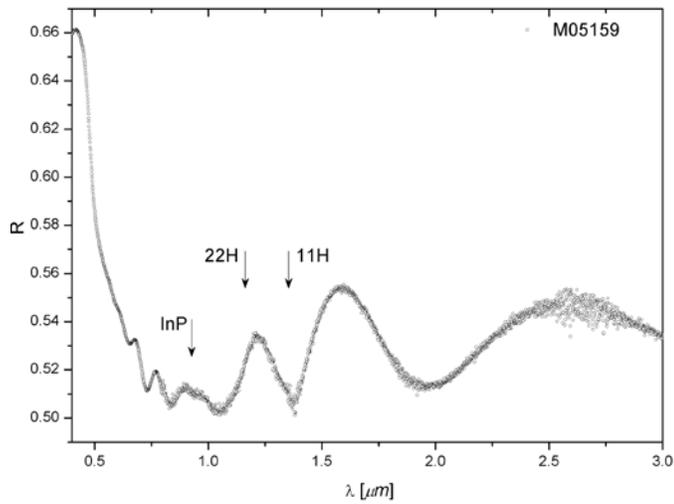


Figura 4.18: Espectro de Reflectancia de la muestra M05159 en el cercano y mediano infrarrojo.

En la Figura 4.19 se muestra el comparativo en la región de interés (CDQWs) entre las dos muestras (M05157-azul y M05159-rojo). Se señalan los puntos críticos asociados a

los estados cuantizados con carácter de huecos pesados 11H y 22H descritos en secciones previas. Nótese que el espectro está en función de la longitud de onda en micrómetros, dado que es lo convencional para este tipo de espectroscopías.

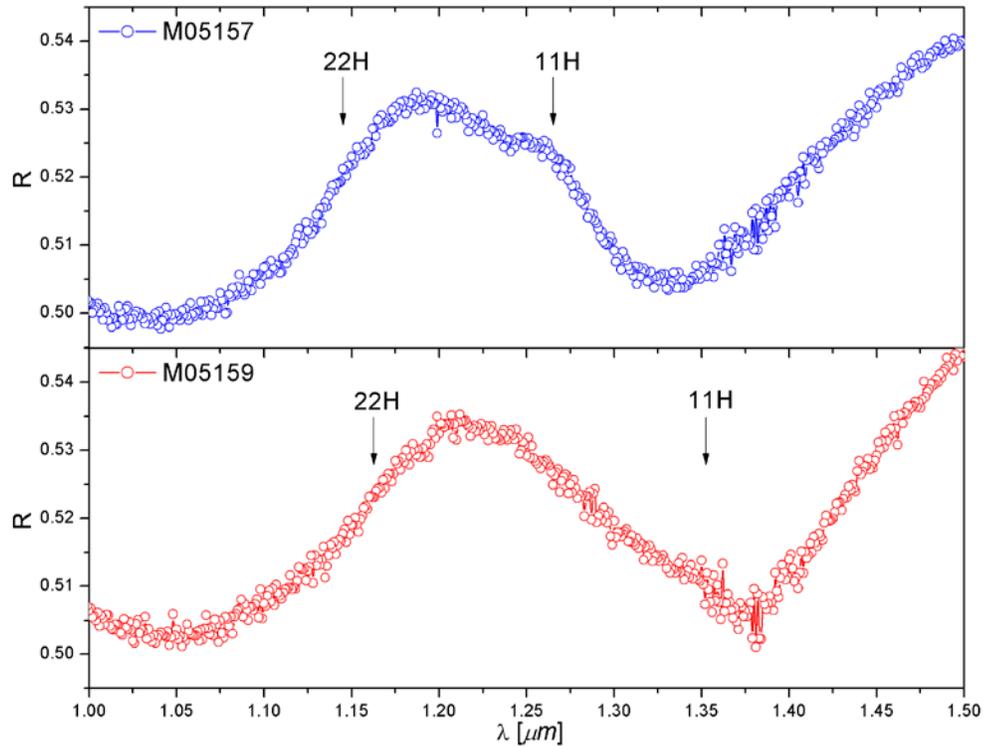


Figura 4.19: Comparativo de la Reflectancia de las regiones de los estados cuantizados (11H y 22H) de las muestras M05157 y M05159 a temperatura ambiente.

La caracterización por Transmitancia de las estructuras se realizó a temperatura ambiente en el mismo espectrofotómetro. La curva correspondiente a la estructura M05157 se muestra en la Figura 4.20. El motivo de las oscilaciones observadas en T es el mismo comentado previamente en las curvas de R .

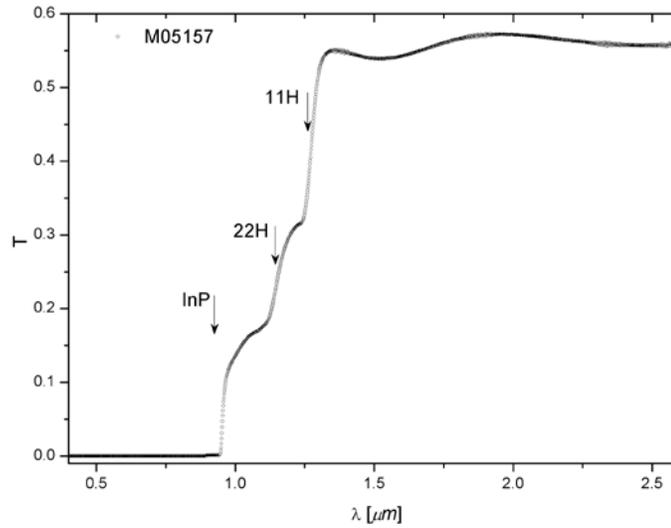


Figura 4.20: Espectro de Transmitancia de la muestra M05157 en el cercano y mediano infrarrojo.

La curva de Transmitancia para la estructura M05159 se muestra en la Figura 4.21. Dada la similitud de las muestras, en ambas estructuras se observa un aumento de la Transmitancia a partir de 922 nm dado que ahí se encuentra el gap InP (1.34 eV, 0.925 μm) e incluso sobre la pendiente de T se encuentran los estados ligados del sistema de CDQWs.

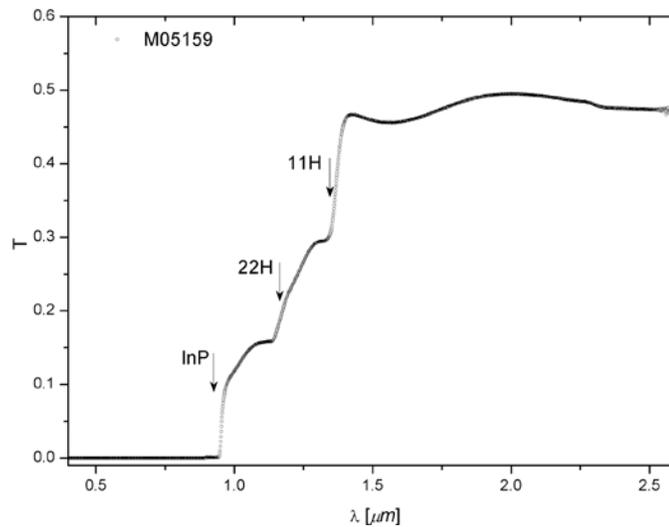


Figura 4.21: Espectro de Transmitancia de la muestra M05159 en el cercano y mediano infrarrojo.

El comparativo de las Transmitancias de las estructuras M05157 y M05159 se muestra en la Figura 4.22 en el rango en que se posicionan los estados 11H y 22H. Dado que la curva tiene muy bien definidas las oscilaciones, estas enmascaran los puntos críticos; sin embargo puede notarse la contribución de estos a la forma de línea de la Transmitancia.

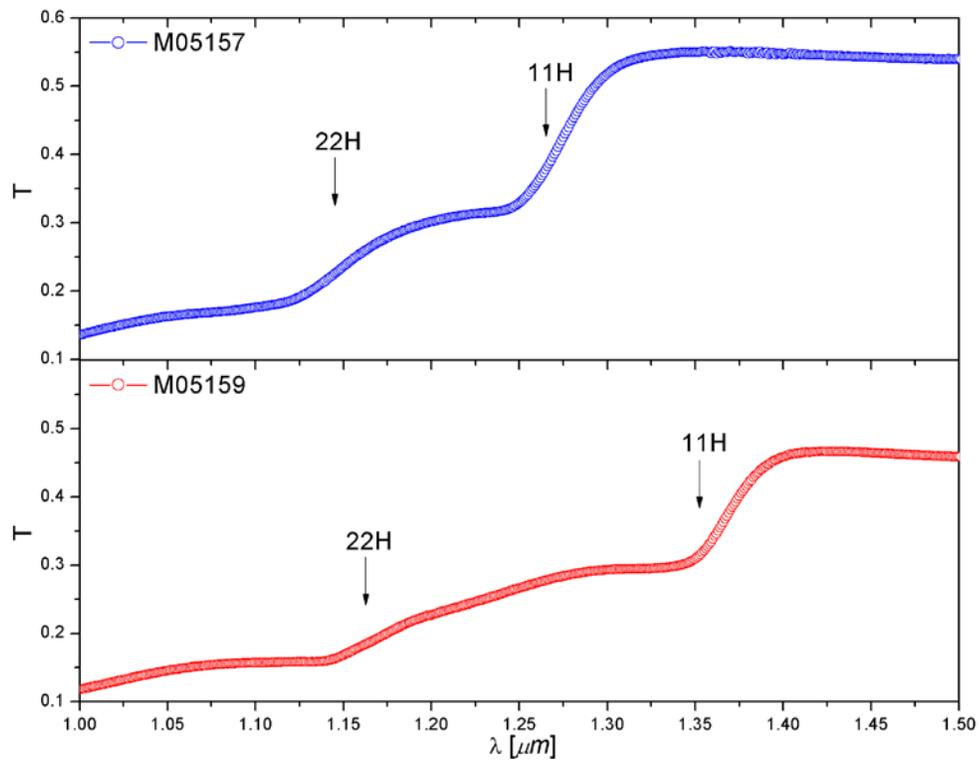


Figura 4.22: Comparativo de la Transmitancia de las regiones de los estados cuantizados (11H y 22H) de las muestras M05157 y M05159 a temperatura ambiente.

4.2.3 Calidad Cristalina por Rayos X de Alta Resolución

Se verificó la calidad estructural de las muestras M05157 y M05159 por medio de curvas oscilantes difracción de rayos X de alta resolución para $\omega/2\theta$. Se observó los picos centrales están definidos; sin embargo, el nivel de ruido de estos es un indicativo de que de que la estructura tiene una calidad cristalina ligeramente deficiente para la difracción

en la dirección (004). El comparativo de las estructuras de CDQWs se muestra en la Figura 4.23 que a continuación se ilustra.

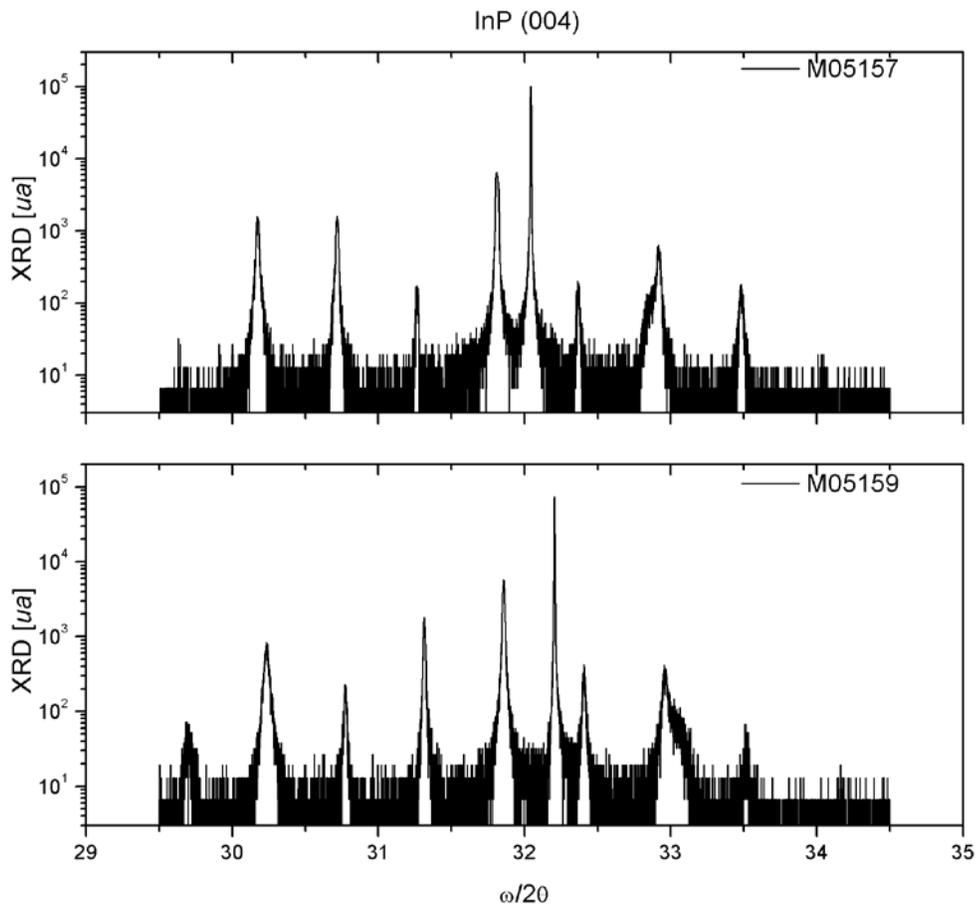


Figura 4.23: Curvas oscilantes de Difracción por Rayos X de alta resolución de 60 CDQWs.

Para ambas muestras, la ligera degradación en el patrón de los picos satélite de XRD es debido a un strain residual tetragonal [97] dado que hay un desacople entre las capas del QW de $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ y las barreras de $\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$, donde los parámetros de red son 5.98 \AA y 5.87 \AA , respectivamente. Algunos grupos de investigación, para el sistema de Pozos Dobles Acoplados basados en InGaAs, insertan una barrera de AlAs entre el QW y la barrera de AlAsSb para reducir el strain residual debido a lo anterior mencionado. [18]

4.2.4 Caracterización por Reflectancia Diferencial

Las anisotropías ópticas estructurales de las muestras de CDQWs fueron observadas por medio de Reflectancia Diferencial a temperatura ambiente y a baja temperatura. En la Figura 4.24 se muestran los espectros de RD para las estructuras M05157 y M05159 caracterizadas a 300° K. En dichos espectros claramente se observa una anisotropía del orden $\Delta R/R \approx 10^{-3}$. Esto indica (en concordancia con Difracción por Rayos X) un strain residual tetragonal grande debido al desacople reticular entre las capas de $In_{0.8}Ga_{0.2}As$ y las de $AlAs_{0.56}Sb_{0.44}$, considerando que se depositaron 60 CDQWs que implican un espesor nominal total de 530.8 nm y 532.0 nm para la muestras M05157 y M05159, respectivamente. [18]

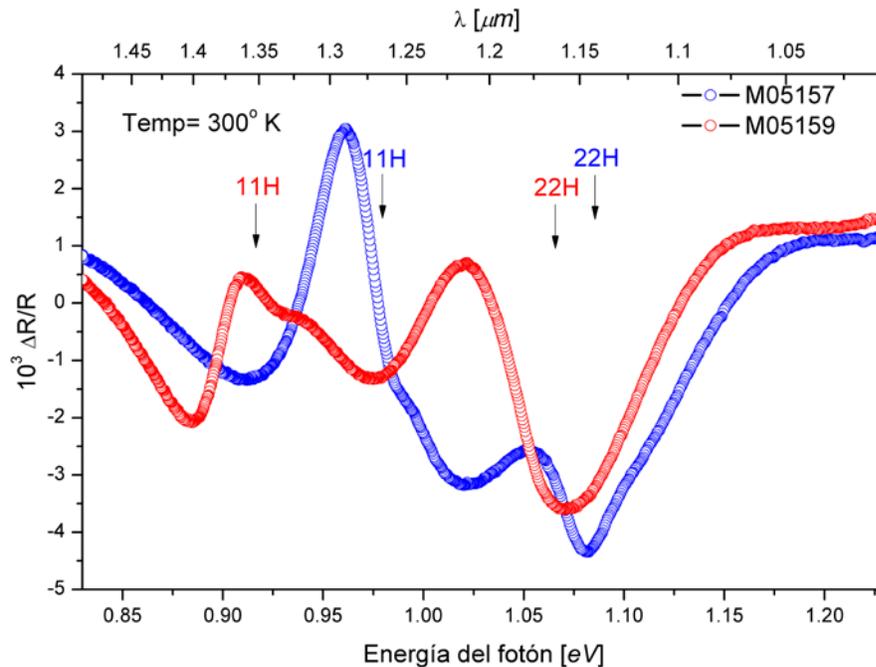


Figura 4.24: Reflectancia Diferencial de M05157 y M05159 a temperatura ambiente.

A baja temperatura (24° K) se realizaron las caracterizaciones por medio de RD para ambas estructuras (ver Figura 4.25). Se observó que se agudizan y por lo tanto se contrastan mejor las contribuciones de los puntos críticos asociados a 11H y 22H.

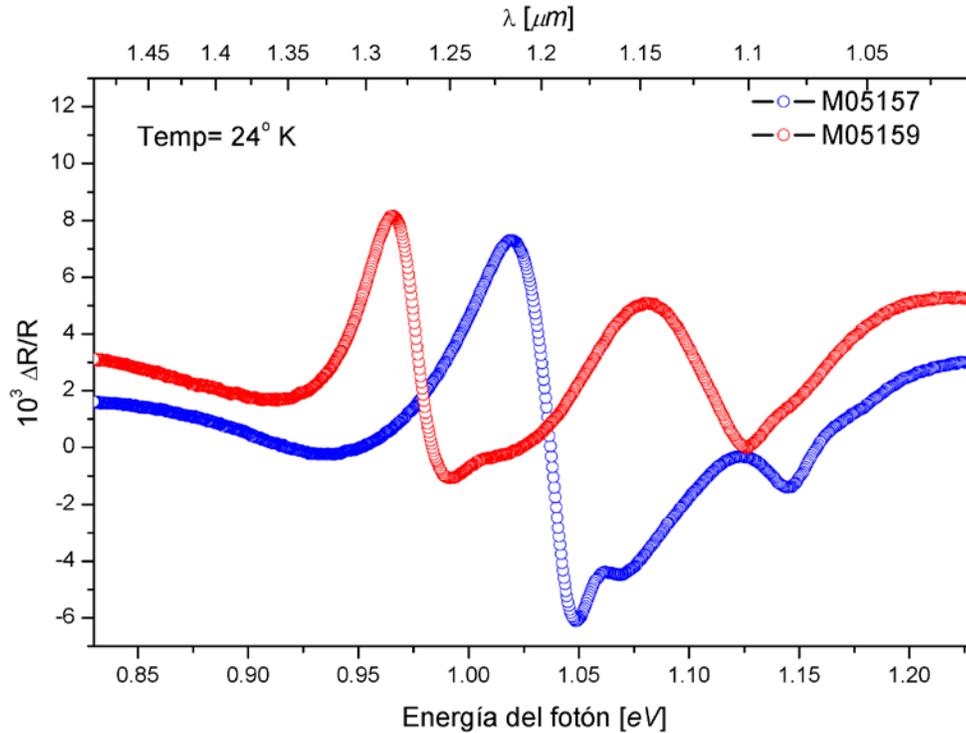


Figura 4.25: Comparativo de Reflectancia Diferencial a $24^\circ K$ entre M05157 y M05159.

4.2.5 Caracterización por Fotorreflectancia

A temperatura ambiente se realizó el estudio de las muestras de CDQWs por medio de la modulación del campo eléctrico. Las mediciones por Fotorreflectancia en función de la temperatura no fueron posibles de realizar. La señal de PR es enmascarada por la Fotoluminiscencia de la muestra dado que ésta siempre está presente en gran o menor medida. En el caso de las muestras M05157 y M05159, la luminiscencia aumenta demasiado en cuanto se empieza a bajar la temperatura. Esta señal de PL en principio puede discriminarse al medir el offset de PR restándola en cada punto del espectro electromagnético de la caracterización, siempre y cuando no exceda un par de órdenes de magnitud, una con respecto a la otra. En ocasiones se utilizan filtros ópticos de corte, ya sea pasa-bajas, pasa-bandas o pasa-altas dependiendo de la región de interés que se quiere aislar. En nuestro caso, la contribución de los CDQWs para la señal de PR es la misma región que fotoluminiscencia. Por este motivo no se puede aislar la señal de PR de la provocada por PL.

En la Figura 4.26 se muestra la caracterización de la estructura M05157 a temperatura ambiente y con una potencia de modulación de 18 mW del láser de HeNe (633 nm). Se pueden observar claramente la contribución de la modulación del campo de los puntos críticos del promedio de todos los 60 CDQWs.

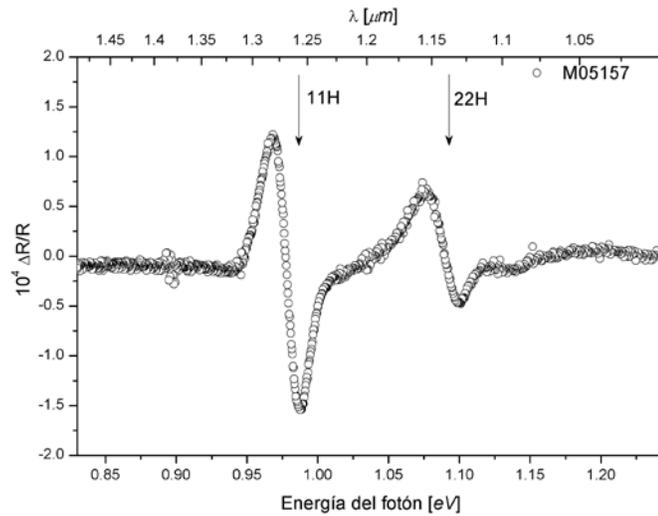


Figura 4.26: Fotorreflectancia de M05157 a temperatura ambiente.

En cuanto a la muestra M05159, la caracterización por Fotorreflectancia se ilustra en la Figura 4.27 bajo las mismas condiciones.

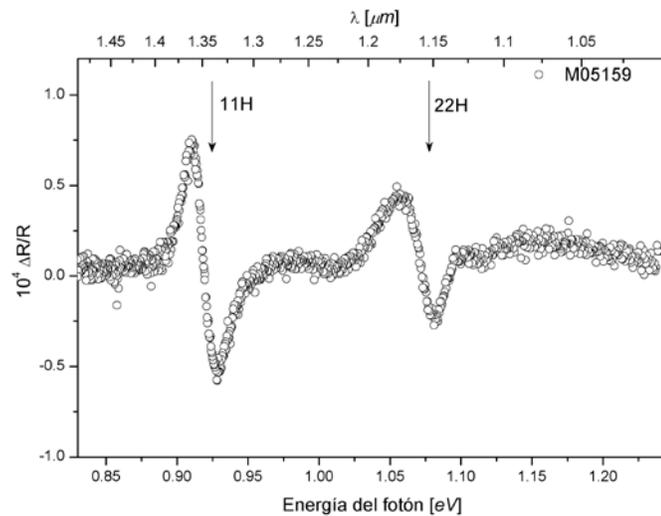


Figura 4.27: Fotorreflectancia de M05159 a temperatura ambiente.

De las anteriores curvas obtenidas por la técnica de PR, se puede extraer información del tipo de punto crítico; es decir, se tiene que la PR es la respuesta del cambio en la función dieléctrica debido a la modulación de un campo eléctrico. El tipo de punto y los parámetros que describen a la función dieléctrica pueden ser definidos o corroborados por medio de un análisis en el Espacio Recíproco.

4.2.6 Análisis de Dimensionalidad por Espacio Recíproco

La principal aportación del análisis del Espacio Recíproco (ER) o Espacio de Fourier es la certeza de conocer la naturaleza de los puntos críticos de un semiconductor. Lo anterior como complemento para el estudio de transiciones electrónicas, ya sea de materiales de bulto o materiales fabricados que presenten estados cuantizados (como en el caso de esta tesis). El análisis del ER ofrece varias ventajas para la determinación de parámetros de los puntos críticos, entre otros está la separación de los efectos de la línea base, información electrónica y el ruido del espectro en los coeficientes de Fourier [90].

Para el análisis por medio del ER, es necesario partir de las ecuaciones que describen a la función dieléctrica en el Espacio Directo (ED). En general, para los puntos críticos con diferente carácter de transición electrónica se tiene que la forma de línea analítica de la función dieléctrica (ϵ), es modelada por la siguiente expresión genérica [98]

$$\text{Bidimensional (2D)} \quad \epsilon = A e^{i\theta} \ln(E - E_g + i\Gamma), \quad 4.4$$

$$\text{Excitónico} \quad \epsilon = A e^{i\theta} (E - E_g + i\Gamma)^{-1}, \quad 4.5$$

donde θ es un factor de ángulo de fase, E_g corresponde a la energía de localización del punto crítico, Γ es el parámetro de ensanchamiento de la forma de línea. [98] Las anteriores expresiones pueden ser relacionadas por un orden de derivación con respecto a la energía.

Para el análisis de un punto crítico por medio del ER, se parte de la expresión de una forma de línea Lorentziana en el espacio directo

$$\frac{1}{E-E_g+i\Gamma} = -i \int_0^\infty e^{i\xi(E-E_g+i\Gamma)} d\xi = -i \int_0^\infty \frac{e^{in(E-E_g+i\Gamma)/\Delta E}}{\Delta E} dn. \quad 4.6$$

El parámetro ΔE está en función del rango espectral considerado para el análisis del punto crítico. Se definen parámetros más adelante. La integral de la Ec. 4.6 puede ser aproximada como el límite de una sumatoria obteniendo la siguiente expresión para una forma de línea Lorentziana:

$$-i \sum_0^\infty \frac{\Delta n}{\Delta E} e^{in(E-E_g+i\Gamma)/\Delta E} = \frac{-i}{\Delta E} \sum_0^{n_{\max}} e^{-n\Gamma/\Delta E} e^{-in(E_g-E_0)/\Delta E} e^{in(E-E_0)/\Delta E}, \quad 4.7$$

en la expresión se tomó $\Delta n = 1$, la sumatoria se trunca en $n = n_{\max}$ y se introduce el parámetro E_0 . Se multiplica la Ec. 4.7 por una amplitud compleja $Ce^{i\theta}$ y se utiliza una diferenciación fraccional [99] con respecto de la energía de orden $(\mu - 1)$

$$\frac{Ce^{i\theta}}{(E-E_g+i\Gamma)^\mu} \approx \sum_0^{n_{\max}} \frac{c n^{\mu-1} e^{-n\Gamma/\Delta E}}{\Delta E^\mu \Gamma(\mu)} e^{-i(\frac{\mu\pi}{2}-\theta+n(E_g-E_0))/\Delta E} e^{in(E-E_0)/\Delta E}. \quad 4.8$$

$\Gamma(\mu)$ es la función Gamma y es diferente al parámetro de ensanchamiento Γ . La anterior ecuación puede reescribirse de la siguiente forma:

$$\frac{Ce^{i\theta}}{(E-E_g+i\Gamma)^\mu} \approx \sum_0^{n_{\max}} C_n e^{-i\xi_n} e^{in(\phi-\phi_0)}, \quad 4.9$$

donde

$$\phi = \frac{E}{\Delta E}, \quad 4.10$$

$$\phi_0 = \frac{E_0}{\Delta E}, \quad 4.11$$

$$\Delta E = \frac{E_M - E_i}{M - 1} \frac{M}{2\pi}, \quad 4.12$$

$$C_n = \frac{C n^{\mu+\kappa-1} e^{-n\Gamma/\Delta E}}{\Delta E^{\mu+\kappa} \Gamma(\mu)}, \quad 4.13$$

$$\xi_n = -\frac{\pi(\mu - \kappa)}{2} - \theta + \frac{n(E_g - E_0)}{\Delta E}. \quad 4.14$$

El término κ indica derivadas adicionales con respecto de la energía. ΔE es determinado por el rango medido; mientras que el espectro experimental está compuesto por M puntos medidos desde la energía E_i hasta la energía E_M . Es importante mencionar que hay una consideración de periodicidad en ϕ de 2π . Si se aplica un logaritmo natural a la Ec. 4.13 en ambos lados, se obtiene:

$$\ln[C_n] = \ln\left[\frac{C}{\Delta E^{\mu+\kappa} \Gamma(\mu)}\right] - \frac{n\Gamma}{\Delta E} + (\mu + \kappa - 1) \ln[n]. \quad 4.15$$

Para los puntos críticos con carácter excitónico se tiene que $\mu = 1$. La Ec. 4.15 depende linealmente de n para el espectro sin diferenciar; es decir, $\kappa = 0$. Por lo tanto la ecuación se simplifica a:

$$\ln[C_n] = \ln\left[\frac{C}{\Delta E^{\kappa+1} \Gamma(1)}\right] - \frac{n\Gamma}{\Delta E} + \kappa \ln[n]. \quad 4.16$$

Para el caso de las transiciones bidimensionales, $\mu = 0$ y la Ec. 4.15 se simplifica como:

$$\ln[C_n] = \ln \left[\frac{C}{\Delta E^\kappa \Gamma(0)} \right] - \frac{n\Gamma}{\Delta E} + (\kappa - 1) \ln[n], \quad 4.17$$

se observa una dependencia lineal en n para la primera derivada $\kappa = 1$. La pendiente de la línea correspondiente es proporcional a Γ .

Las principales ventajas del análisis de las transiciones por medio del Espacio Recíproco son que se pueden separar los efectos de la línea base, información electrónica y ruido (bajo, medio y alto) del espectro con los índices de los coeficientes de Fourier. [90] Otra ventaja es que el ER, al no depender de la fase, los ajustes a los datos experimentales en el ED son limitados solo por Γ , la amplitud, la posición de la energía del punto crítico y por el orden de derivación. Lo anterior permite discriminar ambigüedades en la interpretación de los resultados en cuanto al origen del carácter del punto crítico.

Es importante conocer la naturaleza de los puntos críticos; es decir, el carácter de la dimensionalidad que tienen estos, ya sea que el electrón se comporte regido por una atracción Coulombiana con un hueco (Excitónico) o que el electrón tenga libertad de movimiento en un plano (Bidimensional). Para esto se analizaron las curvas de PR en el rango del infrarrojo donde se localizan los estados cuantizados 11H y 22H con carácter de huecos pesados. El análisis en el Espacio Recíproco se basa en la determinación del orden de exponente del denominador de la expresión de la función dieléctrica para la forma línea o dimensionalidad del punto crítico:

$$\epsilon = \frac{A e^{i\theta}}{(E - E_g + i\Gamma)^m}, \quad 4.18$$

$$m = \mu + \kappa. \quad 4.19$$

Dado que son dos los estados cuantizados del CDQW (11H y 22H), se utiliza el análisis por Espacio Recíproco para dos puntos críticos extendiendo la Ec. 4.15 para esta consideración. [100] [101] La expresión en la que deriva el análisis es la siguiente:

$$\ln[C_n] = -\ln[\Delta E^{\mu+\kappa}\Gamma(\mu)] + (\mu + \kappa - 1) \ln[n] + \frac{1}{2} \ln \left[(A_1)^2 e^{-\frac{2n\Gamma_1}{\Delta E}} + (A_2)^2 e^{-\frac{2n\Gamma_2}{\Delta E}} + 2A_1A_2 e^{-n\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{\Delta E}} \cos\left(\frac{n\Delta_g}{\Delta E} - \Delta\theta\right) \right]. \quad 4.20$$

donde los subíndices 1 y 2 indican lo referente a los puntos críticos 11H y 22H, respectivamente. $\Delta_g = E_{g2} - E_{g1}$ y $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$. Se tiene que para ambas muestras, los parámetros experimentales son los mismos: $E_M = 1.2394 \text{ eV}$, $E_m = 0.8265 \text{ eV}$, $M = 1000$; por lo tanto $\Delta E = 0.06577 \text{ eV}$. Dado que el análisis no tiene una dependencia en la forma de línea esencial en el ER a la fase de las Lorentzianas, sino que solo con respecto a su diferencia entre los puntos críticos, los ajustes estarán limitados a los valores de Γ que mejor se adecúen a la forma de línea.

Los mejores ajustes en el ER se exponen en la Figura 4.28 para la muestra M05157 en los que se obtuvieron $\Gamma_{11H} = 0.025 \text{ eV}$ y $\Gamma_{22H} = 0.036 \text{ eV}$. Se grafica los coeficientes de Fourier para el ajuste de PR analizado por medio del ER; así como su correspondiente análisis del espectro experimental.

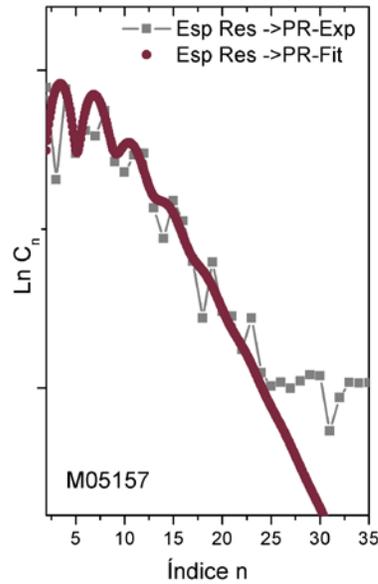


Figura 4.28: Análisis de M05157 por espacio recíproco de la PR experimental y de su ajuste.

Para la muestra M05159, se grafican los mejores ajustes en el ER en la Figura 4.29 en el que se obtuvieron $\Gamma_{11H} = 0.024 \text{ eV}$ y $\Gamma_{22H} = 0.032 \text{ eV}$. En la figura se grafican los

coeficientes de Fourier para el ajuste de PR y el experimento, analizados por medio del ER.

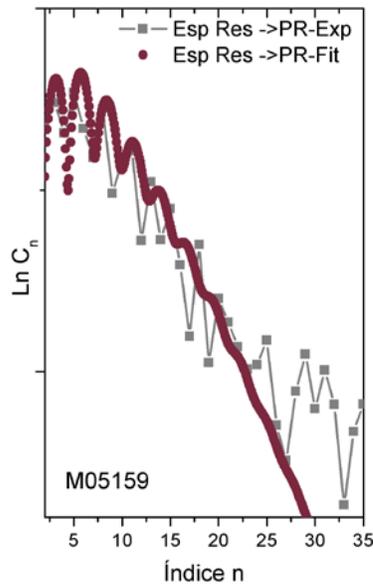


Figura 4.29: Análisis de M05159 por espacio recíproco de la PR experimental y de su ajuste.

En la Tabla 4.3 se muestran los resultados para los puntos críticos asociados a 11H y 22H de la estructura M05157. En el recuadro verde se señalan los valores que presentan congruencia en ambos espacios; es decir, el orden del denominador de la Ec. 4.19 tendría que ser $m = 3$ dado que los valores de I permiten ajustar la forma de línea de PR en el Espacio Directo y Recíproco simultáneamente. Para los valores $m = 2$ y $m = 4$, solo se ajusta en el ED pero no en el ER, esto indicaría una incongruencia dado que el ajuste debe ser exacto en para ambos Espacios. [82] [98] Las posibilidades en cuanto a la dimensionalidad del punto crítico se reducen a dos que satisfacen $m = 3$ marcadas en el recuadro verde en la Tabla 4.3. En las columnas de Espacio Directo y Espacio Recíproco se menciona si el ajuste es posible en dicho Espacio.

Tabla 4.3: Resultados del análisis por Espacio Recíproco para los estados 11H y 22H de M05157.

m	μ	κ	Γ_{11H}	Γ_{22H}	Espacio Directo	Espacio Recíproco
2	1	1	0.019	0.029	Si	No
2	0	2	0.019	0.029	Si	No
3	1	2	0.025	0.036	Si	Si
3	0	3	0.025	0.036	Si	Si
4	1	3	0.032	0.043	Si	No
4	0	4	0.032	0.043	Si	No

La primera posibilidad para el ajuste de m en la Ec 4.19 es que $\mu = 1$ y $\kappa = 2$; es decir, que el carácter del punto crítico sea excitónico y de segunda derivada [7]. Esta primera opción tiene sentido pensarla partiendo de que son 60 CDQWs distribuidos a lo largo de medio micrómetro de profundidad en donde se tiene que la estructura acumula un estrés residual de 2.5 y 5.2×10^{-3} para M05157 y M05159, respectivamente. Esta acumulación de estrés induce un corrimiento hidrostático en las transiciones entre al CDQW más profundo con respecto al CDQW más superficial. Adicionalmente, se esperan que ocurran cambios de fase del campo electromagnético asociado a la luz de prueba, dada que ésta pasa por cientos de capas. Los modelos para PR indican que sea de 1ª derivada del modelo excitónico, pero dado el contexto anterior, la suma de todas las contribuciones de la PR con diferente fase, darían origen a una 2ª derivada.

La segunda posibilidad para el ajuste de m en la Ec 4.19 es que $\mu = 0$ y $\kappa = 3$; es decir, que las transiciones se consideren de carácter bidimensional y de tercera derivada. Para que esto suceda tendría que pensarse en la disociación del excitón y que la muestra no presentara una acumulación suficiente de estrés residual lo que anularía corrimientos hidrostáticos. Además de lo anterior, se tendría que pensar en que la luz no sufre cambios de fase al penetrar en la estructura de CDQW con cientos de capas, este planteamiento resulta poco real dada las características de las muestras.

Tabla 4.4: Parámetros de ajuste obtenidos del análisis de Fotorreflectancia para los puntos críticos 11H y 22H, con carácter excitónico y de segunda derivada.

Muestra	Transición	E_g [eV]	A [10^{-9}]	Θ [rad]	Γ [meV]
M05157	11H	0.978	1.54	+0.067	25
	22H	1.084	2.02	-0.500	36
M05159	11H	0.917	6.40	-0.400	24
	22H	1.066	8.20	-0.500	32

Del análisis en el Espacio Recíproco se concluye que para que se ajusten los espectros, tanto en el ED como en el ER, la dimensionalidad de los puntos críticos debe ser excitónico y de segunda derivada. Esta conclusión es tomada para las dos muestras que se analizan. Los ajustes de PR para la Ec. 4.18 a partir del análisis del espacio recíproco indican una buena concordancia; se muestran en la Figura 4.30 para M05157 y en la Figura 4.31 para la M05159. Los parámetros utilizados para los ajustes de PR en la Ec. 4.18 son los descritos en la Tabla 4.4.

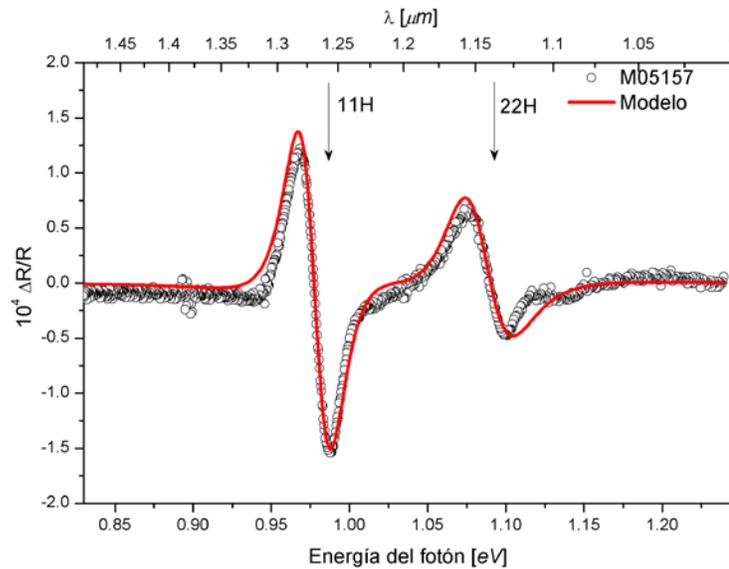


Figura 4.30: PR y su modelo obtenido del análisis en el Espacio de Fourier de M05157 a temperatura ambiente.

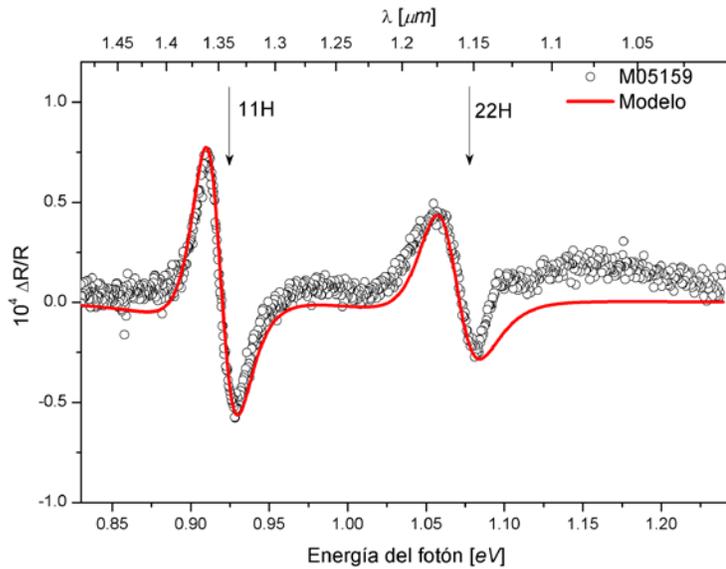


Figura 4.31: PR y su modelo obtenido del análisis en el Espacio de Fourier de M05159.

4.2.7 Caracterización por Fotorreflectancia Diferencial

La técnica de Fotorreflectancia Diferencial permite conocer los cambios en la reflectividad debido a la modulación del campo eléctrico interno y de los cambios en función de dos estados de polarización del haz de prueba. [89] Esta ampliación de la técnica de PR nos arroja información adicional sobre las anisotropías en el plano inducidas por la modulación del campo en función de la polarización. [82] [86]

La caracterización por PRD para las muestras M05157 y M05159 se obtuvieron a partir de dos mediciones de PR tomadas una con el PEM encendido y la otra con el PEM apagado. En la Figura 4.32 se indican las dos PR para la muestra M05157 y en la Figura 4.33 para la M05159. Estas corresponden a las mediciones a temperatura ambiente de las PR con diferentes polarizaciones. Las curvas en rojo corresponden a la PR con el PEM encendido; es decir, se considera al haz de prueba sin polarizar. La curva en azul describe la PR con el PEM apagado; es decir, con el estado de polarización a lo largo de la dirección $[110]$ (o $[1\bar{1}0]$) de la muestra. En los espectros se puede observar diferencias en cuanto a las amplitudes alrededor de los estados cuantizados 11H y 22H.

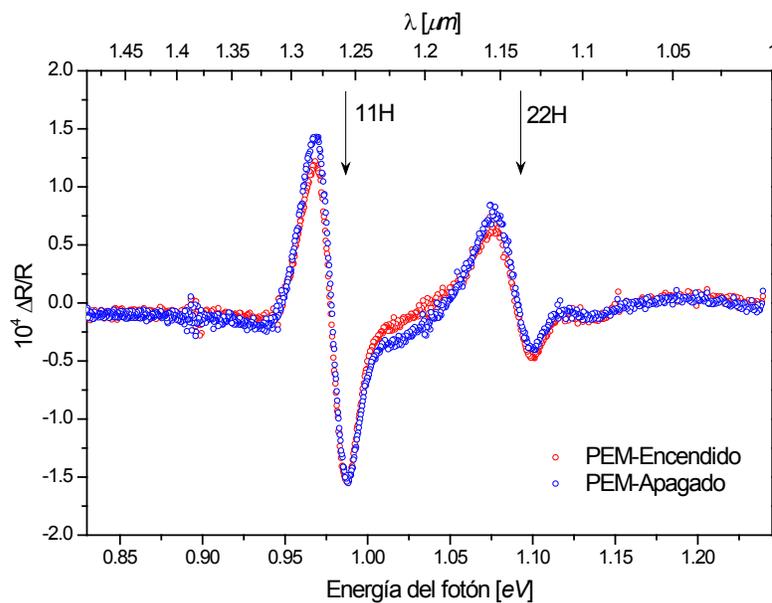


Figura 4.32: Fotorreflectancia polarizada (PEM-apagado) y sin polarizar (PEM-encendido) de la muestra M05157.

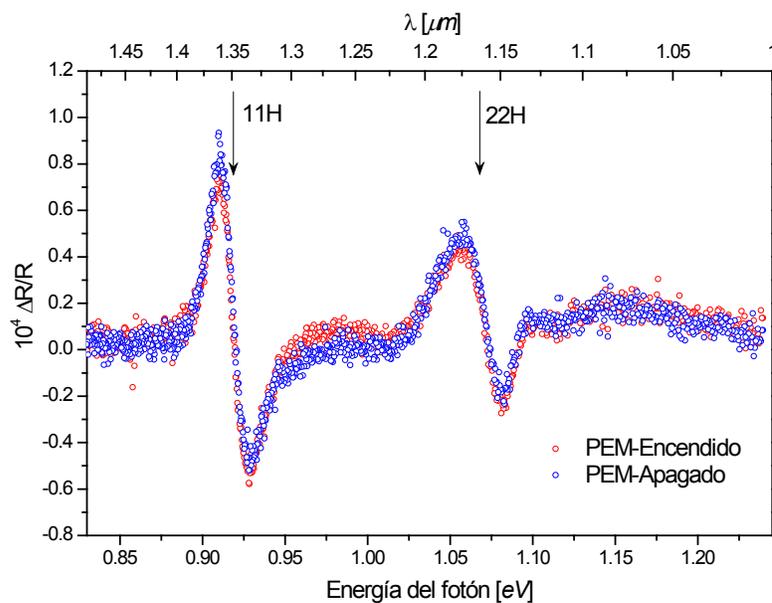


Figura 4.33: Fotorreflectancia polarizada (PEM-apagado) y sin polarizar (PEM-encendido) de la muestra M05159.

La diferencia en las amplitudes mencionadas son graficadas en la Figura 4.34 y corresponden a la PRD de las muestras M05157 y M05159. En la curva superior se observa una mejor definición e incluso tiene una amplitud pico a pico más grande que la M05159. Esto puede deberse a que el strain residual (tetragonal) en la dirección de crecimiento de la M05157 (3.5×10^{-3}), es menor que el de la muestra M05159 (5.2×10^{-3}), por lo tanto las deformaciones ortorrómbicas inducidas (piezoeléctricas) por el campo eléctrico son más susceptibles dado su nivel de tensión, respectivamente. [18]

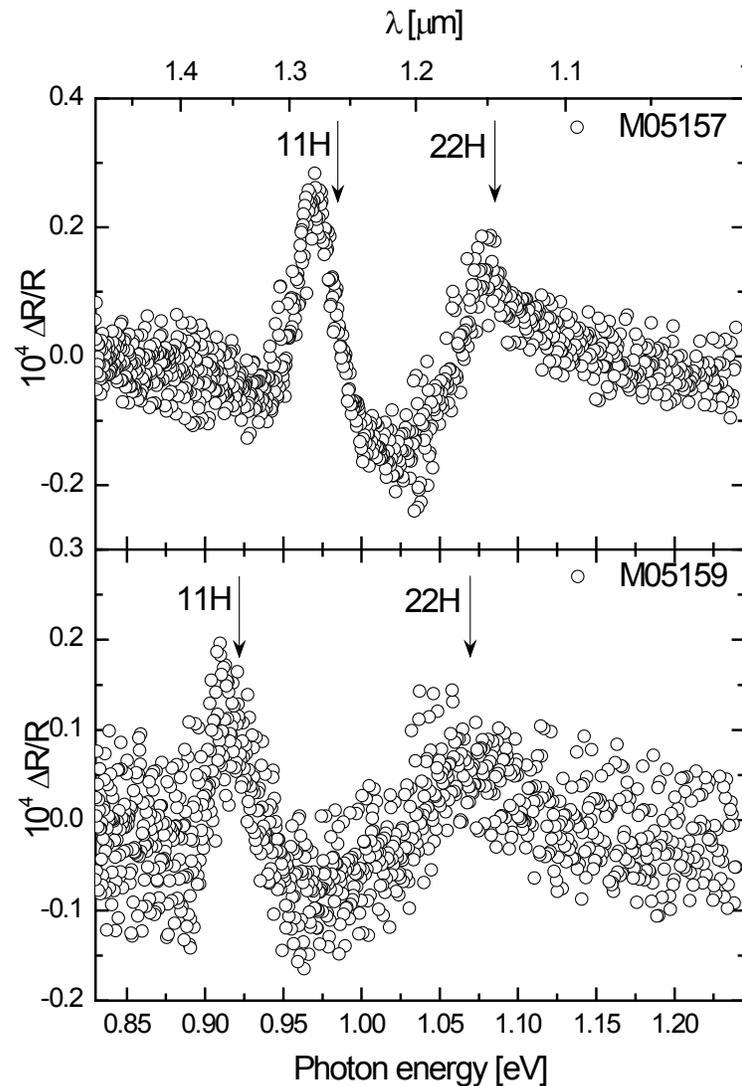


Figura 4.34: PRD de M05157 y M05159 a temperatura ambiente.

La diferencia en el nivel de ruido de los espectros es notoria; sin embargo en ambas muestras se puede observar claramente el efecto electroóptico lineal. Para esto se desarrolló un modelo analítico que describiera el comportamiento del campo eléctrico residual interno en muestras que, a pesar de haber sido crecidas bajo las mismas condiciones y con ligeras diferencias en los espesores, pudieran resultar con propiedades eléctricas diferentes. [89]

4.2.8 Modelo del Efecto Electroóptico Lineal

De la forma de línea de PRD se obtiene una dependencia solo con respecto al LEO dado que el QEO es isotrópico por lo tanto se elimina su contribución al restar las PR dependientes de la polarización. El desarrollo del modelo se orienta hacia la obtención de la forma de línea para el LEO a partir de PRD. [85] Para esto es necesario encontrar el cambio en la Reflectividad (en específico en términos de la función dieléctrica $\Delta\epsilon$) a partir de una perturbación inducida por la modulación de un campo eléctrico en términos de la polarización.

El campo eléctrico (F) en los CDQWs induce un strain piezoeléctrico de la forma $e_{xy} = d_{14}F$, donde d_{14} es el coeficiente piezoeléctrico inverso. Para este sistema de CDQWs y para esta perturbación, se utiliza el Hamiltoniano *Pikus-Bir*: [102]

$$H_{PB} = -a(2e_{xx} + e_{zz}) - 3b \left(\left\{ L_x^2 - \frac{1}{3}L^2 \right\} e_{xx} + cp \right) - 2\sqrt{3} d(\{L_x L_y\} e_{xy} + cp), \quad 4.21$$

donde a , b y d son los potenciales de deformación hidrostática, tetragonal y ortorrómbica, respectivamente. Los términos e_{ij} son los elementos de matriz del tensor de deformación de strain, L es el operador de momento angular, cp denota una permutación cíclica con respecto a los ejes x , y y z . Los términos en las llaves indican el producto simétrico $\{L_x L_y\} = (L_x L_y + L_y L_x)/2$. El tensor de deformación para este contexto se describe a continuación:

$$e_{ij} = \begin{bmatrix} e_{xx} & e_{xy} & 0 \\ e_{xy} & e_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & e_{zz} \end{bmatrix}, \quad 4.22$$

con:

$$\begin{aligned} e_{xx} &= S_{12}\chi, \\ e_{xy} &= d_{14}F, \\ e_{zz} &= S_{11}\chi, \end{aligned} \quad 4.23$$

donde S_{11} y S_{12} son elementos de la matriz de complianza y χ es el strain. El Hamiltoniano es operado por las siguientes bases para huecos pesados: **[103]** **[18]**

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} | (X + iY) \uparrow \rangle, \\ \psi_2 &= \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}} | (X + iY) \downarrow \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} | Z \uparrow \rangle, \\ \psi_3 &= \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} | (X - iY) \uparrow \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} | Z \downarrow \rangle, \\ \psi_4 &= \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} | (X - iY) \downarrow \rangle, \end{aligned} \quad 4.24$$

y sus respectivas funciones de onda conjugadas:

$$\begin{aligned} \psi_1^* &= \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle^* = -\frac{1}{\sqrt{2}} | (X - iY) \uparrow \rangle, \\ \psi_2^* &= \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle^* = -\frac{1}{\sqrt{6}} | (X - iY) \downarrow \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} | Z \uparrow \rangle, \\ \psi_3^* &= \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle^* = \frac{1}{\sqrt{6}} | (X + iY) \uparrow \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} | Z \downarrow \rangle, \\ \psi_4^* &= \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle^* = \frac{1}{\sqrt{2}} | (X + iY) \downarrow \rangle, \end{aligned} \quad 4.25$$

donde \uparrow y \downarrow indican la dirección del spin (spin-arriba y spin-abajo, respectivamente). Los términos X , Y y Z son las funciones de los armónicos esféricos transformados de espacio esférico a cartesiano. **[102]** La representación matricial del Hamiltoniano se obtiene de la interacción de las funciones de onda con el Hamiltoniano de perturbación *Pikus-Bir*, a través de la siguiente expresión:

$$H_{nn} = \langle \psi_n | H_{PB} | \psi_n^* \rangle \quad 4.26$$

Las operaciones de la interacción con las bases para los huecos pesados arrojan la siguiente representación matricial del Hamiltoniano:

$$H_{nn} = \begin{matrix} & \psi_1^* & \psi_2^* & \psi_3^* & \psi_4^* \\ \begin{matrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{matrix} & \begin{bmatrix} -A_1 + B_1 & 0 & i d e_{xy} & 0 \\ 0 & -A_1 - B_1 & 0 & i d e_{xy} \\ -i d e_{xy} & 0 & -A_1 & 0 \\ 0 & -i d e_{xy} & 0 & -A_1 + B_1 \end{bmatrix} & , & \end{matrix} \quad 4.27$$

donde $A_1 = a(2S_{12} + S_{11})\chi$, $B_1 = b(S_{12} - S_{11})\chi$. Las funciones de onda perturbadas (ψ_n^p) se obtienen al diagonalizar la representación matricial del Hamiltoniano, se obtienen estas cuatro nuevas funcionales o Eigenfunciones:

$$\begin{aligned} \psi_1^p &= \psi_1 + \frac{i d e_{xy}}{2Q} \psi_3, \\ \psi_2^p &= \psi_2 + \frac{i d e_{xy}}{2Q} \psi_4, \\ \psi_3^p &= \frac{i d e_{xy}}{2Q} \psi_1 + \psi_3, \\ \psi_4^p &= \frac{i d e_{xy}}{2Q} \psi_2 + \psi_4. \end{aligned} \quad 4.28$$

También se obtienen los siguientes Eigenvalores (E_i) o energías:

$$\begin{aligned} E_1 &= -a(S_{11} + 2S_{12})\chi - Q, \\ E_2 &= -a(S_{11} + 2S_{12})\chi - Q, \\ E_3 &= -a(S_{11} + 2S_{12})\chi + Q, \\ E_4 &= -a(S_{11} + 2S_{12})\chi + Q, \end{aligned} \quad 4.29$$

con:

$$Q = \sqrt{d^2 e_{xy}^2 + b^2 (S_{11} - S_{12})^2 \chi^2} \quad 4.30$$

Nótese que las nuevas funcionales son una combinación lineal de las funciones de onda originales. Una vez que se obtienen las nuevas funciones de onda dada la perturbación, se calculan las probabilidades de transición interbanda (M) con la siguiente expresión:

$$M = |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_n^p \rangle|^2, \quad 4.31$$

donde \hat{e} es el vector de polarización unitario, en este caso para las direcciones de la polarización a lo largo de [110] y [010]. El operador de momento es $\vec{p} = -i\hbar\nabla = -i\hbar(\frac{\partial}{\partial x}\hat{i} + \frac{\partial}{\partial y}\hat{j} + \frac{\partial}{\partial z}\hat{k})$. Considerar el spin como $\langle s | = \langle s \uparrow | + \langle s \downarrow |$. Para el cálculo de las probabilidades de transición, considerar operar la Ec. 4.31 en la dirección de polarización [110] en donde:

$$\hat{e} \cdot \vec{p} = \frac{P_x + P_y}{\sqrt{2}}. \quad 4.32$$

Con lo anterior se obtiene las siguientes probabilidades donde la nomenclatura $M_n^{[110]}$ representa la probabilidad de transición de la n -ésima funcional para la polarización en la dirección [110]:

$$\begin{aligned} M_1^{[110]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_1^p \rangle|^2 = \frac{p^2(\sqrt{3}d e_{xy} - 6Q)^2}{72Q^2}, \\ M_2^{[110]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_2^p \rangle|^2 = \frac{p^2(3d e_{xy} - 2\sqrt{3}Q)^2}{72Q^2}, \\ M_3^{[110]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_3^p \rangle|^2 = \frac{p^2(3d e_{xy} + 2\sqrt{3}Q)^2}{72Q^2}, \\ M_4^{[110]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_4^p \rangle|^2 = \frac{p^2(\sqrt{3}d e_{xy} + 6Q)^2}{72Q^2}. \end{aligned} \quad 4.33$$

La consideración para la PR sin polarizar es que en promedio los cambios de polarización del PEM son tan rápidos (respecto a la referencia del Lock-In de 400 Hz) por lo que se observa una polarización a lo largo de la dirección [010]. Con lo anterior, se calculan las probabilidades de transición partiendo de **[102]**

$$\hat{e} \cdot \vec{p} = P_y, \quad 4.34$$

entonces se obtiene $M_n^{[010]}$ que representa la probabilidad de transición de la n -ésima funcional para la polarización en la dirección [010]:

$$\begin{aligned} M_1^{[010]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_1^p \rangle|^2 = \frac{p^2(d^2 e_{xy}^2 + 12Q^2)}{24Q^2}, \\ M_2^{[010]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_2^p \rangle|^2 = \frac{p^2(3d^2 e_{xy}^2 + 4Q^2)}{24Q^2}, \\ M_3^{[010]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_3^p \rangle|^2 = \frac{p^2(3d^2 e_{xy}^2 + 4Q^2)}{24Q^2}, \\ M_4^{[010]} &= |\langle s | \hat{e} \cdot \vec{p} | \psi_4^p \rangle|^2 = \frac{p^2(d^2 e_{xy}^2 + 12Q^2)}{24Q^2}. \end{aligned} \quad 4.35$$

La expresión para la función dieléctrica sin perturbar está dada por:

$$\epsilon(E) = \frac{CM_0}{E^2} J(E), \quad 4.36$$

donde C es una constante de proporción, E es la energía, $J(E)$ es la densidad de estados conjuntos y la probabilidad de transición sin perturbaciones es: **[103]**

$$M_0 = \frac{4}{3} P^2. \quad 4.37$$

Dado que el cambio correspondiente de la función a dieléctrica es:

$$\Delta\epsilon(E) = \epsilon_{[110]} - \epsilon_{[010]}. \quad 4.38$$

Entonces se tienen las sumatorias de todas las contribuciones con sus respectivas probabilidades de transición para la función dieléctrica perturbada en cada dirección de polarización:

$$\begin{aligned} \epsilon_{[110]} &= \frac{C}{E^2} \sum_{i=1}^4 M_i^{[110]} J(E - E_i), \\ \epsilon_{[010]} &= \frac{C}{E^2} \sum_{i=1}^4 M_i^{[010]} J(E - E_i). \end{aligned} \quad 4.39$$

Por lo tanto se obtiene que el cambio en la función dieléctrica es:

$$\Delta\epsilon = \frac{c}{E^2} \sum_{i=1}^4 (M_i^{[110]} - M_i^{[010]}) J(E - E_i). \quad 4.40$$

Se realiza una expansión en series de Taylor a primer orden alrededor de los valores propios E_i . Lo anterior para expresar el cambio de la función dieléctrica solamente en términos de la densidad de estados conjuntos:

$$J(E - E_i) = J(E) - E_i \frac{d}{dE} J(E). \quad 4.41$$

Sustituyendo en la Ec. 4.40 la expansión de Taylor obtenida, se obtiene la siguiente expresión del cambio en la función dieléctrica:

$$\Delta\epsilon(E) = \frac{c}{E^2} \sum_{i=1}^4 [(M_i^{[110]} - M_i^{[010]}) J(E) - E_i (M_i^{[110]} - M_i^{[010]}) \frac{d}{dE} J(E)]. \quad 4.42$$

Realizando las sustituciones para las probabilidades de transición y para las energías, se obtiene la Ec. 4.43 en la que se observa una dependencia solamente en términos de la derivada ya que se cancelan los elementos para el término independiente:

$$\Delta\epsilon(E) = -\frac{c}{E^2} \frac{2d e_{xy} P^2}{\sqrt{3}} \frac{d}{dE} J(E), \quad 4.43$$

utilizando la expresión $e_{xy} = d_{14} F$, y las Ecs. 4.36 y 4.37 para $\epsilon(E)$ y M_o , respectivamente, se obtiene:

$$\Delta\epsilon(E) = -\frac{\sqrt{3}}{2} d_{14} F \frac{d}{dE} \epsilon(E). \quad 4.44$$

El parámetro d_{14} se puede calcular como

$$d_{14} = \frac{e_{14}}{C_{44}}. \quad 4.45$$

De la literatura se obtienen los valores de e_{14} y C_{44} interpolando los reportados para GaAs e InAs [5]:

$$e_{14[In_{1-x}Ga_xAs]} = -(0.045 + 0.115x) \left[\frac{\text{Coulomb}}{m^2} \right], \quad 4.46$$

$$C_{44[In_{1-x}Ga_xAs]} = (3.95 + 2.01x) * 10^{11} \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right], \quad 4.47$$

para la composición de Ga ($x = 0.2$), los parámetros quedan como: $e_{14} = 0.068 \text{ C/m}^2$ y el $C_{44} = 4.352 \text{ dyn/cm}^2$. Haciendo la conversión de unidades para el coeficiente piezoeléctrico inverso, se obtiene el valor: $d_{14} = -1.56 \times 10^{-10} \text{ cm/V}$. El potencial de deformación ortorrómbica es obtenido a partir de los parámetros de InAs y GaAs para este potencial, [5] se expresa en la siguiente ecuación:

$$d_{[In_{1-x}Ga_xAs]} = -(4.8 - 1.2x) \text{ eV}. \quad 4.48$$

Para la concentración de Ga ($x = 0.2$), se obtiene $d = -4.56 \text{ eV}$. Realizando las operaciones para la reducción de las constantes, obtenemos esta amplitud (A_{mod}) de la forma de línea que arroja el modelo:

$$A_{mod} = -\frac{\sqrt{3}}{2} d F d_{14} = 6.161 \times 10^{-10} F. \quad 4.49$$

Dado que el cambio en la Reflectividad que se obtiene del experimento de Fotorreflectancia Diferencial está dado por

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re}[(\alpha - i\beta)\Delta\epsilon], \quad 4.50$$

donde α y β son los coeficientes de Seraphin, se deduce que la amplitud del LEO (espectro experimental de PRD) debe ser igual al factor que acompaña a la derivada en la Ec. 4.44; es decir A_{mod} .

En la Figura 4.35 se grafica el ajuste del LEO a partir de PRD utilizando el modelo obtenido en la Ec. 4.44 para las muestras M05157 y M05159. Los parámetros de las funcionales son los descritos por la Tabla 4.4.

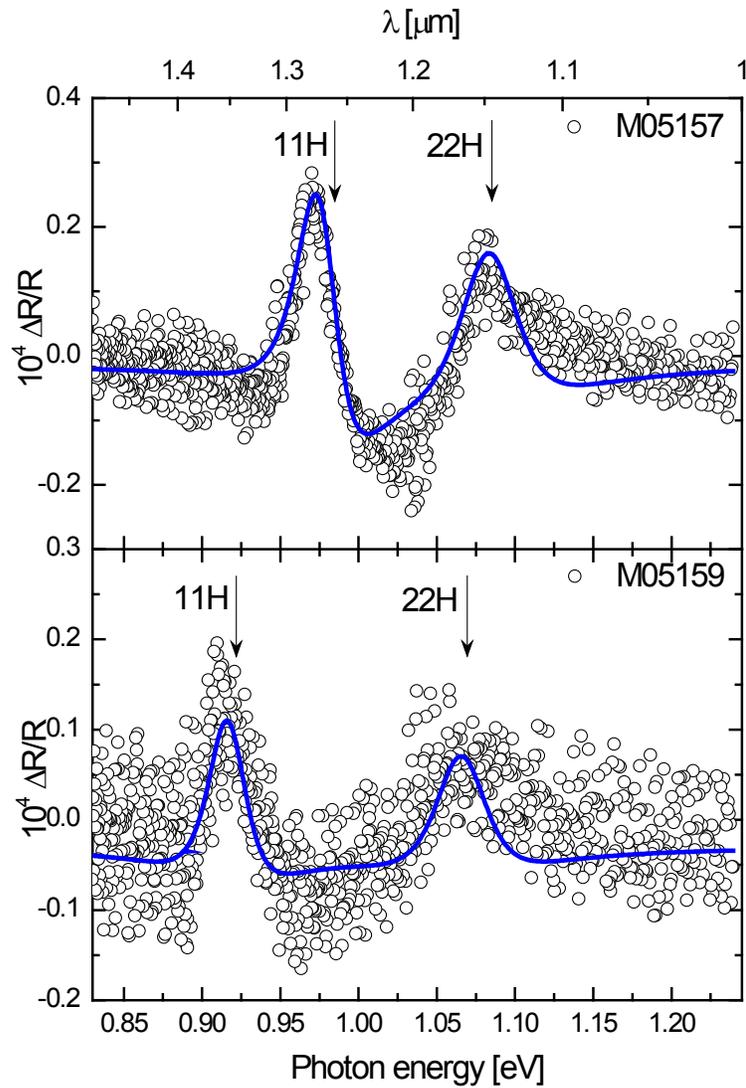


Figura 4.35: Ajuste del LEO (línea continua) a partir de la forma de línea de PRD (círculos).

La forma de línea es obtenida a partir de la derivada de la función dieléctrica, de la cual se dedujo su dimensionalidad en la sección anterior. Por lo tanto, el ajuste del LEO para cada muestra de la Figura 4.35 está descrito por:

$$\left[\frac{\Delta R}{R} \right]_{PRA} = \sum_{j=1}^2 \frac{-A_j e^{i\theta_j}}{(E - E_{gj} + i\Gamma_j)^2} \quad 4.51$$

Finalmente, la amplitud de PRD experimental para la muestra M05157 es $A_{M05157} = 4.32 \times 10^{-5}$. Igualando las amplitudes del modelo y la experimental, se obtiene la siguiente ecuación:

$$6.161 \times 10^{-10} \left[\frac{cm}{V} \right] F_{M05157} = 4.32 \times 10^{-5}. \quad 4.52$$

Con lo anterior se obtiene un campo eléctrico interno de $|F_{M05157}| \cong 70 \frac{KV}{cm}$. Siguiendo el procedimiento anterior, para la muestra M05159 su amplitud de PRD experimental es $A_{M05159} = 2.8 \times 10^{-5}$, para la cual corresponde $|F_{M05159}| \cong 45 \frac{KV}{cm}$.

A partir de los datos anteriores se propone un análisis comparativo en términos del cociente $\rho_F = \frac{F_{M05157}}{F_{M05159}} = 1.55$ entre las dos muestras. Esto indica que mientras las dos estructuras fueron fabricadas bajo condiciones de crecimiento idénticas, el campo eléctrico residual dentro de los CDQWs es diferente para ambas estructuras.

Finalmente, se propone la técnica de PRA como una herramienta complementaria para evaluar el campo eléctrico residual en estructuras enterradas, permitiendo así comprender mejor los fenómenos complejos de crecimiento de estructuras de CDQWs con barreras extremadamente delgadas; como por ejemplo la deposición de materiales bajo un régimen de reconstrucción superficial que disminuya el campo eléctrico residual. Otro fenómeno que podría considerarse para su mejoramiento a partir del análisis de este modelo para PRA, es encontrar las condiciones de crecimiento adecuadas para disminuir defectos anisotrópicos sensibles a deformaciones piezoeléctricas, condiciones como fabricación de interfaces heteroepitaxiales o espesores de películas de un área activa de un dispositivo. Por último se propone como trabajo a futuro, explorar la posibilidad de relacionar y/o ampliar esta técnica para la cuantificación del *band-offset* en heteroestructuras semiconductoras.

4.3 Estructuras para Láser de Cascada Cuántica Basadas en GaAs-AlGaAs

El método de crecimiento para la fabricación e investigación de los QCLs desarrollado en este trabajo de tesis, es por medio de MBE. Los elementos que se disponen son del grupo III-V de la tabla periódica de los elementos. Las aplicaciones que tienen los QCLs que se están desarrollando tienen un gran potencial, ya que la radiación generada puede ser entonada en un rango que va desde 2.63 hasta 250 μm . [34] [35] [36] [37]

Un parámetro experimental muy importante del que se debe tener un estricto control durante la fabricación de los QCLs, es el espesor de las películas que está directamente relacionado con los tiempos de apertura de los shutters, en donde estos obturan las celdas de efusión cientos de veces en cada crecimiento. [39] [20] Para el manejo mecánico de los obturadores de la cámara de crecimiento, se desarrolló un programa en *LabView* (ver Figura 4.36) que permitió generar una plataforma virtual en la que los datos de entrada son los materiales que se depositan, el número de capas y las velocidades de crecimiento previamente calibradas (o en función de los tiempos de apertura), de manera que el programa toma el control desde el inicio del experimento.

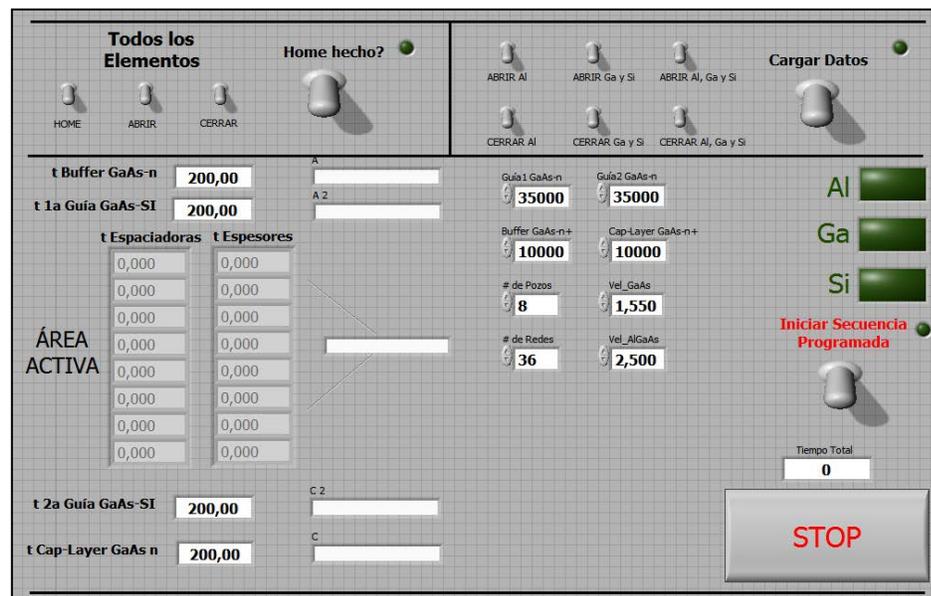


Figura 4.36: Software de control de obturadores para la deposición de un QCL en el MBE.

Es necesario mencionar que es muy importante considerar el factor humano en el experimento, ya que en el tiempo que se lleva el crecimiento total de la estructura (aproximadamente 35 horas continuas), se debe cuidar la presión del sistema, la temperatura de la cámara que se controla por medio de un flujo de nitrógeno, el estado de la reconstrucción superficial por medio de RHEED, la apertura de los obturadores (posibles fallos mecánicos), entre otros detalles experimentales importantes para garantizar el funcionamiento del equipo.

4.3.1 Descripción de la Estructura QCL

Se debe tener en claro la estructura electrónica de las bandas para el diseño de un QCL. En la Figura 4.37 se muestran las películas de la estructura tipo QCL que se reporta en este trabajo de tesis. La emisión estimulada del láser para una estructura como la mencionada debe ser en 13 micrómetros; es decir, 95.3 meV o 23.1 THz. En el detalle de la muestra se indican los espesores dados en Angstroms (Å) tanto de los 8 QWs como los de las 8 barreras que conforman el área activa. La semilla para estos dispositivos es un sustrato de GaAs altamente dopado de portadores tipo-*n* de $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

1 μm	GaAs- n^+ (6e18)	AlGaAs / GaAs [46 / 19 11 / 54 11 / 48 28 / 34 17 / 30 <u>18 / 28</u> <u>20 / 30</u> 26 / 30] x 36
3.5 μm	GaAs- n (4e16)	
1.63 μm	Área activa	
3.5 μm	GaAs- n (4e16)	
1 μm	GaAs- n^+ (6e18)	
Substrato	GaAs(100)- n^+ (4e18)	

Figura 4.37: Estructura QCL fabricada en este proyecto de tesis.

El diseño de la estructura implica que los pozos cuánticos sean de GaAs y que las barreras espaciadoras sean de $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$, materiales disponibles en nuestro sistema. Los valores que están subrayados corresponden a las películas altamente dopadas con silicio del orden de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Las guías de onda de GaAs tienen un bajo dopaje ($4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) y un espesor de $3.5 \mu\text{m}$ para efectos de mantener la luz coherente confinada alrededor de la región de emisión. El diagrama del perfil de confinamiento óptico se muestra en la Figura 4.38 en donde se especifican los índices de refracción que dan lugar a dicho efecto.

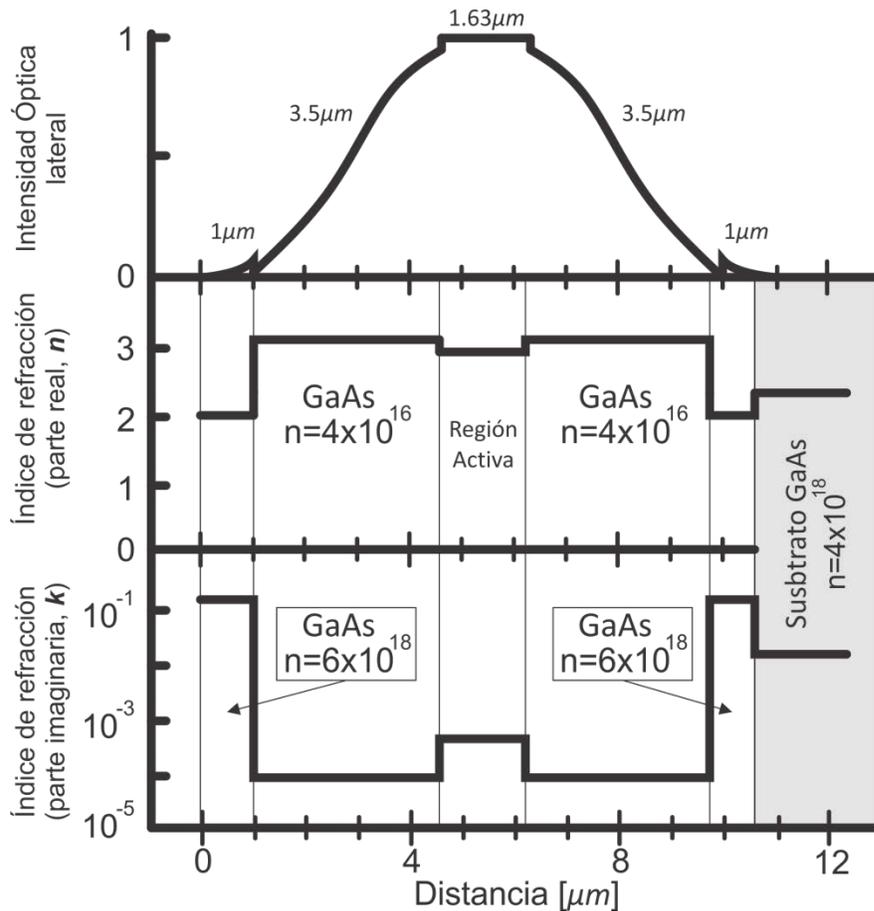


Figura 4.38: Perfil de propiedades ópticas de la estructura del QCL.

Las barreras de confinamiento óptico también son de GaAs con un espesor de $1 \mu\text{m}$ y con un dopaje *tipo-n* nominal de $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, con el objeto de obtener una frecuencia de plasma que permita reflejar la luz dentro de la cavidad. El crecimiento de la

estructura de QCL implica una presencia ininterrumpida en el laboratorio de aproximadamente 35 horas por cada experimento.

4.3.2 Caracterización del Área Activa de un QCL

La caracterización de la muestra M592 correspondiente al área activa de un QCL, implica que lo que se observará en la técnica de PL es el traslape de todos los pozos cuánticos que forman el mismo estado acoplado de cada sección de la superred; es decir, la suma del estado base de las 36 secciones. En la Figura 4.39 se muestra la PL en una curva en rojo del área activa para un QCL (muestra M592), mientras que la curva en azul corresponde a un estudio reportado en la literatura bajo las mismas condiciones. [104]

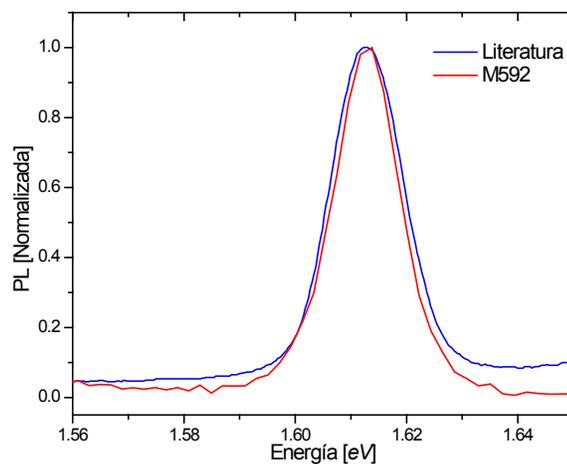


Figura 4.39: PL normalizada del área activa de un QCL.

Como puede observarse, en ambos espectros de Fotoluminiscencia (normalizadas para fines de comparativos) existe una buena correlación entre ellos, tanto en la posición central del traslape de estados de cada sección del área activa, como en el semiancho del espectro. Esto último permite inferir un mínimo de procesos dispersivos o buena calidad estructural en los procesos de fabricación. Ambas caracterizaciones fueron realizadas a temperatura ambiente.

4.3.3 Estudio de la Homogeneidad del Crecimiento

Garantizar que los experimentos sean reproducibles en cuanto al crecimiento y a la caracterización óptica, es un factor clave para la optimización del desarrollo de los dispositivos. Se realizó un estudio de homogeneidad por medio de PL para verificar la reproducibilidad de los crecimientos realizados por MBE, sobre todo porque los QWs son demasiado angostos y por lo tanto sus niveles de energía son muy sensibles a cualquier variación en el espesor. [8] [20] [36]

El experimento se diseñó con respecto a las características propias del QCL al que se hace mención en esta tesis. El crecimiento se realizó sobre un sustrato de GaAs semiaislante (GaAs-SI) al que se le depositó una capa buffer de GaAs a 580° C y posteriormente se depositaron solo 10 periodos de la región activa del QCL de un total de 36 que comprende la estructura completa, incluso con los niveles de dopaje requeridos. Cada periodo consiste en deposiciones alternadas de AlGaAs/GaAs (espesores dados en Å) como sigue: 46/19, 11/54, 11/48, 28/34, 17/30, 18/28, 20/30 y 26/30, donde las capas subrayadas corresponden a las dopadas tipo-*n* con silicio ($1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

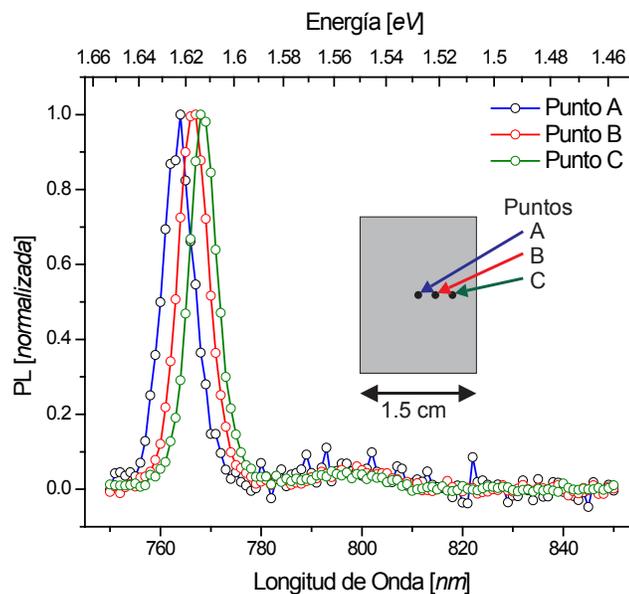


Figura 4.40: Estudio de homogeneidad por medio de PL.

En la Figura 4.40 se indican los puntos de estudio por medio de PL sobre una muestra de dimensiones de 1.5 x 2 cm y se encontró que la deposición sobre estructura es inhomogénea. Esto se atribuye a la distribución de los haces moleculares del sistema de MBE sobre el área del sustrato. La deposición de películas con espesores de angstroms permite observar este fenómeno de manera notoria, debido a la sensibilidad energética del espesor del QW. La correspondencia de los puntos de prueba se muestra en la Figura 4.40 (inset) en la que los puntos A, B y C tienen un ligero corrimiento radial observado por PL.

Como conclusión de este estudio, se define que el punto de retroalimentación en cuanto a los crecimientos y su caracterización óptica serían tomados en la sección central de las muestras. Se infiere que las repercusiones de este corrimiento no afectarían sustancialmente la emisión estimulada que daría origen al láser, sino que este fenómeno (que toma importancia radialmente) movería rígidamente las minibandas dentro de la banda de conducción y por consecuencia, la posible emisión del láser en el mediano infrarrojo en una longitud de onda de alrededor de 13 μm (100 meV en energía).

4.3.4 Caracterización por Interferometría de Fourier

Las minibandas prohibidas y permitidas formadas en la banda de conducción del área activa de un QCL, permiten que las transiciones relacionadas estén en el lejano infrarrojo debido a su pequeña energía asociada. [30] Por este motivo, es necesario que la caracterización se realice con técnicas de interferometría en el mediano y/o lejano infrarrojo. La caracterización del área activa se realizó por medio de un interferómetro de la marca Bruker y se lograron obtener los espectros de Reflexión, Transmisión y Absorción mostrados en la Figura 4.41.

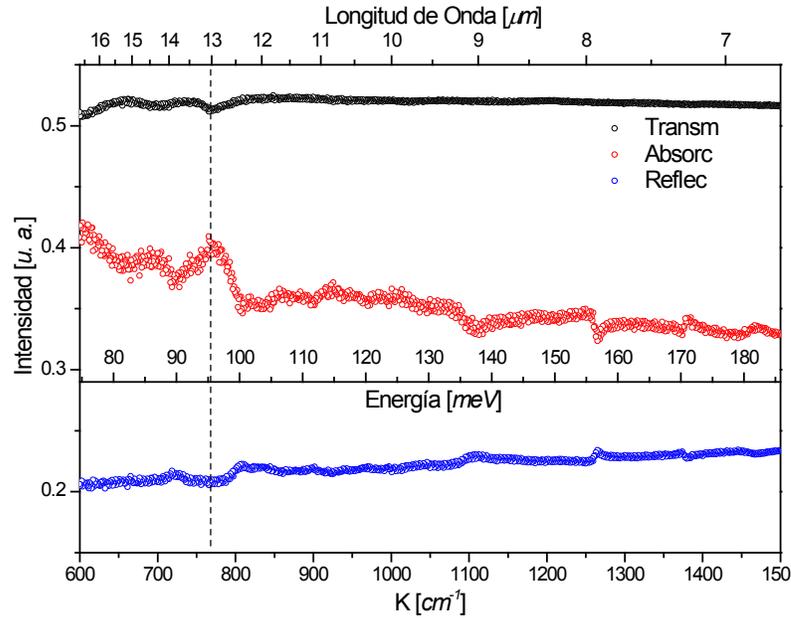


Figura 4.41: Caracterización de las transiciones intersubbanda del área activa del QCL.

En los espectros se puede observar el patrón de interacción en el mediano infrarrojo entre 15 y 9 μm correspondiente a las transiciones de las minibandas de la región activa. Es notoria la interacción en 13 micrómetros (mostrado con una línea vertical) correspondiente a la longitud de onda para la cual se diseñó este dispositivo. La forma de línea teórica [105] y experimental de la Reflectancia se muestra en la Figura 4.42 así como el espectro de Transmitancia. Al igual que el análisis anterior, las mediciones de la muestra #596 fueron obtenidas por medio de Interferometría de Fourier.

Nótese que en la Figura 4.42, el ajuste de la Reflectancia referenciado a la Ec. 2.30 no se contemplaron las oscilaciones producidas por la interferencia de las capas en el modelo teórico dado que no es de interés para este estudio. El análisis del ajuste indica que para la posición del mínimo en la Reflectancia, la ω_p está localizada en 780 cm^{-1} (100 meV) y corresponde al cálculo del dopaje *tipo-n* que se utilizó en la película de GaAs de $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

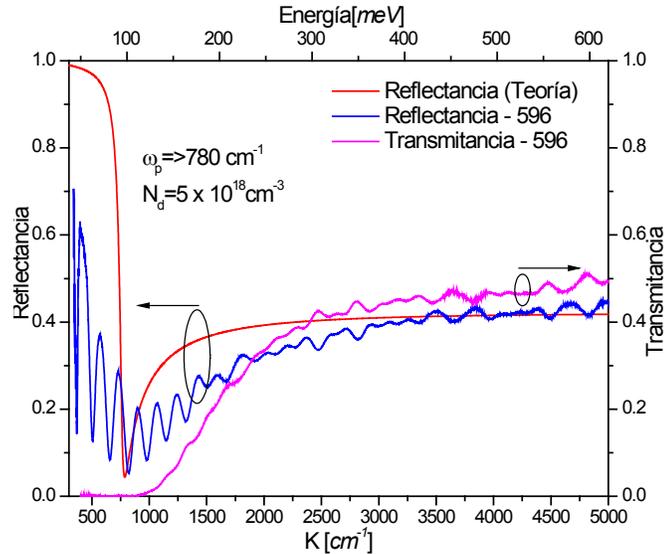


Figura 4.42: Reflectancia teórica y experimental y Transmitancia del área activa del QCL (M596).

Las caracterizaciones ópticas que se realizaron a una estructura real y aplicable, evidencian la importancia de complementar el análisis espectroscópico para efectos de retroalimentar procesos tanto en la ciencia básica como en la ciencia aplicada, siendo ésta última la que más repercute directamente en los requerimientos de las demandas tecnológicas.

4.4 Estructura de Gas Bidimensional de Electrones

La descripción de la muestra caracterizada consiste en un crecimiento por MBE sobre un sustrato semiaislante de GaAs (100). Contiene una capa colchón de 1 μm y sobre ésta una capa de AlGaAs de 12 nm de espesor complementada con otra capa de 80 nm de AlGaAs dopada con silicio. La composición nominal de aluminio en el ternario es al 30%. La estructura tiene una cubierta de 20 nm de GaAs también dopada con silicio. Los dopajes mencionados *tipo-n* son de $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. [78] El esquema de las películas de la heteroestructura se muestra en la Figura 4.43.

20 nm	GaAs-n (2e18)
80 nm	AlGaAs-n (2e18)
12 nm	AlGaAs
1 μm	GaAs
Substrato	GaAs(100)-SI

Figura 4.43: Heteroestructura de gas bidimensional de electrones analizada.

4.4.1 Caracterización por Fotorreflectancia

En este caso, para la caracterización por Fotorreflectancia se utilizó un láser verde de argón centrado en 514 nm para lograr la generación de pares electrón-hueco en las energías asociadas al material ternario AlGaAs. Las mediciones de PR se realizaron a temperatura ambiente.

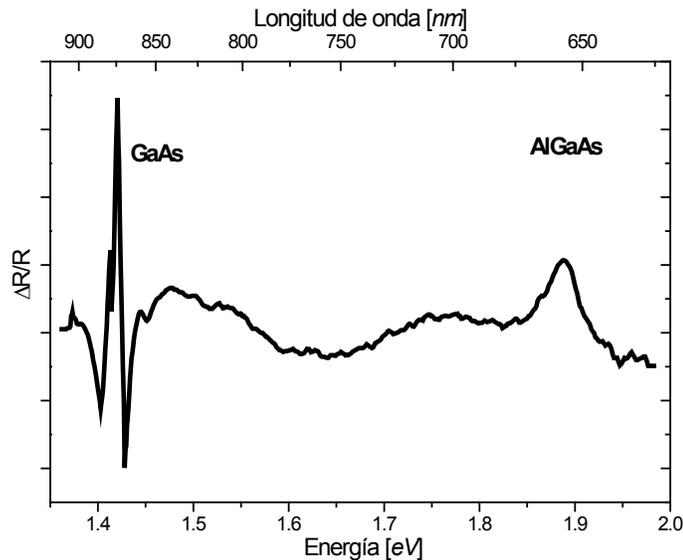


Figura 4.44: Fotorreflectancia a temperatura ambiente de la muestra 2DEG.

Se obtuvieron las curvas de Fotorreflectancia de la heteroestructura 2DEG (ver Figura 4.44) para efectos de observar los puntos críticos y el comportamiento fenomenológico del semiconductor. Se señalan en la curva las transiciones fundamentales del GaAs y del AlGaAs. Pueden observarse oscilaciones Franz-Keldysh asociadas a altos niveles de dopaje (éstas permiten estimar el campo eléctrico bajo un régimen de campo alto) por medio del modelo de Aspnes-Studna en el que se analizan los extremos energéticos (máximos y mínimos) de las FKOs. [106]

4.4.2 Estimación del Campo Eléctrico en un Régimen de Campo Alto

El modelo teórico descrito en la sección 4.2.8 permite estimar la magnitud del campo eléctrico interno de una heteroestructura en un régimen de campo bajo, sin embargo cuando se tienen películas altamente dopadas como en el caso de la heteroestructura 2DEG mencionada, el régimen en el que se encuentra es de campo alto. Cuando se tienen campos eléctricos intensos y uniformes, es conveniente medir Electrorreflectancia (ER) o Fotorreflectancia para efectos de cuantificación del campo eléctrico interno y/o superficial por medio de las oscilaciones Franz-Keldysh (en inglés Franz-Keldysh Oscillations – FKOs), incluso para muestras complicadas estructuralmente, usando el modelo de Aspnes-Studna. [106]

Para la estimación del campo eléctrico, se parte de un análisis de las FKOs, en donde la energía de los máximos y mínimos de las oscilaciones (E_j) está relacionada con la energía de la banda prohibida del material (E_g) y con la magnitud del campo eléctrico interno o superficial (F_{int} o F_{sup} , respectivamente) por medio de las siguientes expresiones:

$$E_j = \hbar\Omega F_j + E_g, \quad 4.53$$

con

$$\hbar\Omega = \left[\frac{(e\hbar F_{int})^2}{2\mu} \right]^{1/3}, \quad 4.54$$

$$F_j = \left[\frac{3\pi}{2} \left(j - \frac{1}{2} \right) \right]^{2/3}, \quad 4.55$$

donde $\hbar\Omega$ la energía electro-óptica de una partícula con masa reducida μ que interviene en la transición entre las bandas, e es la carga del electrón, \hbar es la constante de Planck. El

subíndice j toma los valores de los j -ésimos extremos de energía (máximos o mínimos de las oscilaciones). Entre más oscilaciones contenga la espectroscopía por PR, mejor es la estimación del campo eléctrico. La masa reducida en términos de la concentración de aluminio en el ternario $Al_xGa_{1-x}As$ es obtenida a partir de la siguiente expresión: [107]

$$\mu(x) = \frac{m_e(x) \cdot m_h(x)}{m_e(x) + m_h(x)}, \quad 4.56$$

con

$$m_e(x) = (0.63 + 0.83x)m_0, \quad 4.57$$

$$m_h(x) = (0.51 + 0.25x)m_0, \quad 4.58$$

donde la masa del electrón es $m_0 = 9.1 \times 10^{-31} \text{Kg}$. La caracterización realizada por espectroscopía por PR de la estructura analizada se muestra en la Figura 4.45. La presencia de FKO implica la heteroestructura se encuentra bajo un régimen de campo alto como se explicó anteriormente. En la figura se señalan los máximos y mínimos de energía para la región asociada al campo eléctrico superficial y para la región asociada al campo eléctrico interno. [108]

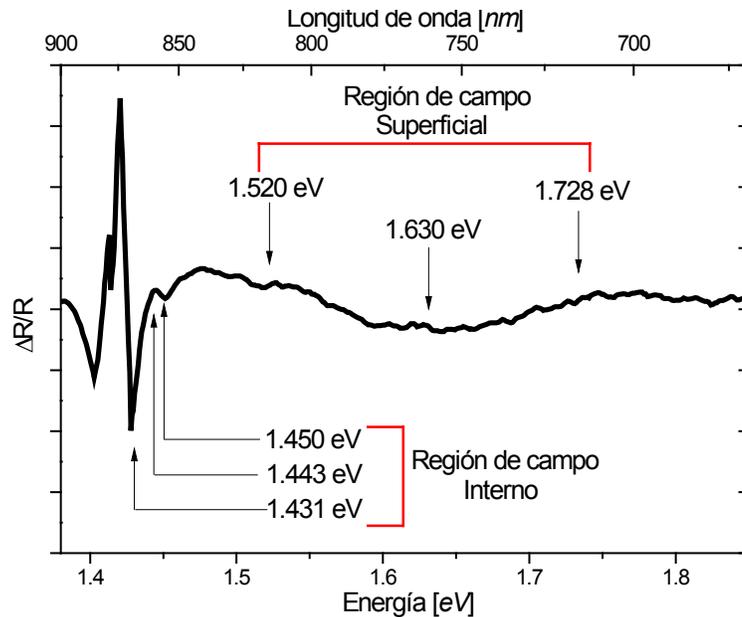


Figura 4.45: PR de las regiones de las Oscilaciones Franz-Keldysh asociadas a los campos eléctricos superficiales e internos de estructura 2DEG.

Los primeros tres valores de la función F_j son 1.77, 3.68 y 5.18 y se grafican en la Figura 4.46 con respecto a la energía de los extremos de las oscilaciones E_j para cada región. De la Ec. 4.53 se puede observar que el término $\hbar\Omega$ puede ser interpretado como la pendiente de una ecuación lineal y E_g como la ordenada al origen, mismos que se pueden extraer con un ajuste lineal.

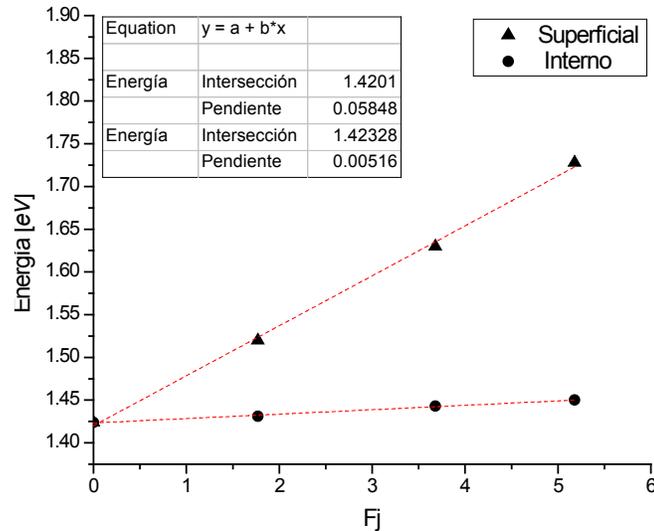


Figura 4.46: Ajustes a una línea recta de los máximos y mínimos de las FKO.

A partir de la Figura 4.46 se extrae el parámetro $\hbar\Omega$ de la pendiente del ajuste siendo 0.00516 eV para la región asociada a la magnitud campo eléctrico interno y 0.05848 eV para la asociada a la del campo eléctrico superficial. Los valores obtenidos se sustituyen en la Ec. 4.53. Los campos eléctricos interno (F_{int}) y superficial (F_{sup}) para esta estructura fueron de 0.9 y 42.1 MV/m, respectivamente, lo cual fue reportado en colaboración con Méndez-García, *et al.* [78]

Capítulo 5 : Conclusiones

En este trabajo de tesis se estudiaron cuatro nanoestructuras semiconductoras por medio de espectroscopías ópticas, principalmente por técnicas de Reflectancia modulada (Fotorreflectancia, Fotorreflectancia Diferencial) y por Fotoluminiscencia. El análisis de las heteroestructuras fue complementado con diversas técnicas como Reflectancia Diferencial, Espectroscopía Fotoelectrónica por Rayos X, Reflexión de Electrones Difractados de Alta Energía, Difracción por Rayos X, Interferometría, Reflectancia y Transmitancia. Las nanoestructuras semiconductoras analizadas por espectroscopías ópticas son pozos cuánticos simples (QWs), pozos cuánticos dobles acoplados (CDQWs), estructuras base para láseres de cascada cuántica (QCL) y una estructura de gas bidimensional de electrones (2DEG). Del análisis electroóptico de las estructuras mencionadas se concluye lo siguiente:

- La técnica de PRD permite detectar y estimar cuantitativamente campos eléctricos internos en nanoestructuras semiconductoras, complementando así a los modelos para regímenes de campo alto.
- El modelo teórico desarrollado y basado en un efecto electroóptico lineal permite cuantificar el campo eléctrico interno (incluso siendo residual) en estructuras de CDQWs.
- PRD es capaz de detectar y distinguir películas de dimensiones cuánticas enterradas en muestras complejas, a través de la observación de anisotropías ópticas interfaciales a temperatura ambiente.
- Se utilizó por primera vez el análisis en el Espacio Recíproco para determinar la dimensionalidad de los puntos críticos de estructuras cuánticas.
- Por medio de PL se pudo analizar los estados base de las estructuras permitiendo conocer las energías de los puntos críticos asociados.
- Se demostró que aplicando diversas espectroscopías y técnicas complementarias se pueden analizar integralmente estructuras complejas que son base para la fabricación de dispositivos realmente aplicables.
- La información cuantitativa del campo eléctrico interno extraída del modelo es un parámetro crítico para determinar la calidad y la utilidad de estructuras nanoscópicas que forman parte importante en el diseño de dispositivos semiconductores y que en realidad no es fácil ni directamente accesible por algún otro medio de caracterización.

Finalmente, se propone la técnica de PRD como una herramienta complementaria para evaluar el campo eléctrico residual en estructuras enterradas, permitiendo así comprender mejor los fenómenos complejos de crecimiento de estructuras de CDQWs con barreras extremadamente delgadas.

Referencias

- [1] Markus Schomaker et al., "Characterization of nanoparticle mediated laser transfection by femtosecond laser pulses for applications in molecular medicine," *Journal of Nanobiotechnology*, vol. 13, no. 10, 2015.
- [2] M Hübner et al., "Quantum cascade laser based monitoring of CF₂ radical concentration as a diagnostic tool of dielectric etching plasma processes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 3, p. 031102, 2015.
- [3] Andy Extance, "Military technology: Laser weapons get real," *Nature, News feature*, vol. 521, no. 7553, pp. 408-410, 2015.
- [4] Máximo López and Miguel A. Meléndez, "Pozos, Hilos Y Puntos Cuánticos: Estructuras Semicondutoras De Baja Dimensión," *Avance y Perspectiva-CINVESTAV*, vol. 16, p. 243, 1993.
- [5] I Vurgaftman, J R Meyer, and L R Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11, p. 5815, 2001.
- [6] Peter Yu and Manuel Cardona, *Fundamentals of Semiconductors.*: Springer, 2010.
- [7] P. M. Raccah, J. W. Garland, Z. Zhang, U. Lee, and D.Z. Xue, "Comparative study of defects in semiconductors by Electrolyte Electroreflectance and Spectroscopic Ellipsometry," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, no. 20, pp. 1958-1961, 1984.
- [8] J J Coleman, *Quantum Well Lasers*. San Diego, 1993.
- [9] Larry A. Coldren, Scott W. Corzine, and Milan L. Mashanovitch, *Diode laser and photonic integrated circuits.*: Wiley-Interscience, 1995.
- [10] L K Chen, M. Li, and S C Liew, "Breakthroughs in Photonics 2014: Optical Physical-Layer Network Coding, Recent Developments, and Challenges," *IEEE Photon. J.*, vol. 7, no. 3, p. 0701006, 2015.
- [11] P Stefanski, "Proposal for a correlation induced spin-current polarizer," *Phys. Rev. B*, vol. 77, p. 125331, 2008.
- [12] J. Carlos Egues, Guido Burkard, D. Saraga, John Schliemann, and Daniel Loss, "Shot noise and spin-orbit coherent control of entangled and spin-polarized electrons," *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 235326, 2005.
- [13] Supriyo Datta and Biswajit Das, "Electronic analog of the electro-optic modulator," *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 7, pp. 665-667, 1990.
- [14] Chandler Downs and Thomas E. Vandervelde, "Progress in Infrared Photodetectors Since 2000," *Sensors*, vol. 13, no. 4, pp. 5054-5098, 2013.
- [15] M Lazarev, J Szeszko, A Rudra, K F Karlsson, and E Kapon, "Parabolic tailored-potential quantum-wires grown in inverted pyramids," *J. Cryst. Growth*, vol. 414, pp. 196-199, 2015.
- [16] T Mozume and S Gozu, "Interband transitions in strained InGaAs/AlAsSb multiplequantumwell structures," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1199, p. 199 , 2010.
- [17] Teruo Mozume Shin-ichiro Gozu and Hiroshi Ishikawa, "Molecular beam epitaxy of

-
- AlAsSb/AlAs/InGaAs coupled double quantum wells with extremely thin AlAs center barrier," *J. Cryst. Growth*, vol. 311, no. 7, pp. 1700–1702, 2009.
- [18] T Mozume and S Gozu, "Molecular beam epitaxy and characterization of InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled double quantum wells with extremely thin coupling barriers," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 28, no. 3, pp. C3C25-C3C28, 2010.
- [19] D. Y. Xiong and J. Q. Wang, "Study of the confined states in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{vacuum}$ surface quantum well," *J. Appl. Phys.*, vol. 115, p. 143506, 2014.
- [20] Jerome Faist et al., "Quantum Cascade Laser," *Science*, vol. 264, no. 5158, pp. 553-556, 1994.
- [21] H V Phuc, "Nonlinear optical absorption via two-photon process in $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ quantum well," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 82, pp. 36-41, 2015.
- [22] M Holzbauer et al., "Resonant intersubband plasmon induced current in InGaAs quantum wells on GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 114, no. 12, p. 122101, 2014.
- [23] D E Nikonov, A Imamoglu, L V Butov, and H Schmidt, "Collective intersubband excitations in quantum wells: Coulomb interaction versus subband dispersion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 23, pp. 4633-4636, 1997.
- [24] E Ozturk and I Sokmen, "Resonant peaks of the linear optical absorption and rectification coefficients in $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ quantum well: Combined effects of intense laser, electric and magnetic fields," *Int. J. Mod Phys B*, vol. 29, no. 5, p. 1550030, 2015.
- [25] John H Davies, *The Physics Of Low-Dimensional Semiconductors.*: Cambridge University Press, 1998.
- [26] Vladimir V Mitin, Viatcheslv A Kichelap, and Michael A Stroscio, *Quantum Heterostructures Microelectronics and Optoelectronics.*: Cambridge University Press, 1999.
- [27] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Franck Laloe, *Quantum Mechanics.* Paris-France: Hermann, 1977.
- [28] C H Pan and C P Lee, "Design and modeling of InP-based InGaAs/GaAsSb type-II "W" type quantum wells for mid-Infrared laser applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, p. 043112, 2013.
- [29] D. G. Revin et al., "InGaAs/AlAsSb quantum cascade lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 3992, 2004.
- [30] J Lee et al., "Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions," *Nature*, vol. 511, pp. 65-69, 2014.
- [31] Laserfocusworld, "Quantum-cascade laser enable gas-sensing technology," *Laser Focus World*, vol. 43, no. 4, pp. 0-92, 2008.
- [32] Y. S. Huang, H. Qiang, Fred H. Pollak, Johnson Lee, and B. Elman, "Electroreflectance study of a symmetrically coupled $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.77}\text{Al}_{0.23}\text{As}$ double quantum well system," *J. Appl. Phys.*, vol. 70, p. 3808, 1991.
- [33] Raymond A Serway, Clement J Moses, and Curt A Moyer, *Modern Physics*, 3rd ed. United States of America: Thomson Learning, 2005.
-

-
- [34] C. Walther et al., "Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 13, p. 131122, 2007.
- [35] O. Cathabard, R. Teissier, J. Devenson, J. C. Moreno, and A. N. Baranov, "Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 14, p. 141110, 2010.
- [36] Benjamin S. Williams, "Terahertz quantum-cascade lasers," *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 516-525, 2007.
- [37] J. Cockburn, "Mid-infrared Quantum Cascade Lasers," in *Mid-infrared Semiconductor Optoelectronics*.: Springer London, 2006, pp. 323-355.
- [38] S.O. Edeagu, "Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers," *NIJOTECH*, vol. 31, no. 3, pp. 227-232, 2012.
- [39] Claire Gmachl, Federico Capasso, Deborah L Sivco, and Alfred Y Cho, "Recent progress in Quantum Cascade Lasers and applications," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 64, no. 11, pp. 1533-1601, 2001.
- [40] Damian Carder, *Gallium-Arsenide-based quantum cascade lasers*. Sheffield, England: Tesis de Doctorado, 2003.
- [41] Rikard Nelander and Andreas Wacker, "Temperature dependence of the gain profile for terahertz quantum cascade lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 8, p. 081102, 2008.
- [42] Vera B. Gorfinkel, Serge Luryi, and Boris Gelmon, "Theory of Gain Spectra for Quantum Cascade Lasers and Temperature Dependence of their Characteristics at Low and Moderate Carrier Concentrations," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 32, no. 11, pp. 1995-2003, 1996.
- [43] C. Sirtori et al., "Low-loss Al-free waveguides for unipolar semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 25, pp. 3911-3913, 1999.
- [44] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators," *Appl. Opt.*, vol. 5, no. 10, pp. 1550-1567, 1966.
- [45] J. W. Matthews, *Epitaxial growth, Part A and B*. United States of America: Academic Press, 1975.
- [46] J. Stangl, V. Holý, and G. Bauer, "Structural properties of self-organized semiconductor nanostructures," *Rev. Mod. Phys.* 76, 725, vol. 76, no. 3, pp. 725-783, 2004.
- [47] Alfred Y Cho, "Film Deposition by Molecular-Beam Techniques," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 8, p. s31, 1971.
- [48] J. M. Moisson et al., "Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, p. 196, 1994.
- [49] J. H. Ryou et al., "Photopumped red-emitting InP/In_{0.5}Al_{0.3}Ga_{0.2}P self-assembled quantum dot heterostructure lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no. 26, p. 4091, 2001.
- [50] G Saint-Girons et al., "Initial stage of the overgrowth of InP on InAs/InP (001) quantum dots: Formation of InP terraces driven by preferential nucleation on
-

-
- quantum dot edges," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 3, p. 0131923, 2006.
- [51] A. Y. Cho and J. R. Arthur, "Molecular beam epitaxy," *Prog. Solid State Chem.*, vol. 10, pp. 157–191, 1975.
- [52] M. DeLaMata et al., "A review of MBE grown 0D, 1D and 2D quantum structures in a nanowire," *J. Mater. Chem. C*, 2013,1, 4300-4312, vol. 1, no. 28, pp. 4300-4312, 2013.
- [53] A. Ichimiya and P. I. Cohen, *Reflection High-Energy Electron Diffraction.*: Cambridge University Press, 2004.
- [54] H. J. Osten and J. Klatt, "In situ monitoring of strain relaxation during antimony-mediated growth of Ge and Ge $1-y$ C y layers on Si(001) using reflection high energy electron diffraction," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 5, p. 630, 1994.
- [55] W. Braun, *Applied RHEED: Reflection High-Energy Electron Diffraction During Crystal Growth*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag, 2013.
- [56] Á. Nemcsicsa et al., "The RHEED tracking of the droplet epitaxial grown quantum dot and ring structures," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 165, no. 1-2, pp. 118-121, 2009.
- [57] J. H. Neave, B. A. Joyce, P. J. Dobson, and N. Norton, "Dynamics of film growth of GaAs by MBE from Rheed observations," *Appl. Phys. A*, vol. 31, no. 1, pp. 1-8, 1983.
- [58] F. Turco, J. Massies, and J. P. Contour, "Application de la technique des oscillations d'intensité de diffraction électronique en incidence rasante à la croissance des semi-conducteurs III-V par épitaxie par jets moléculaires," *Rev. Phys. Appl.*, vol. 22, no. 8, pp. 827 - 836, 1987.
- [59] T. E. Harvey, K. A. Bertnessa, R. K. Hickernella, C. M. Wangb, and J. D. Spletb, "Accuracy of AlGaAs growth rates and composition determination using RHEED oscillations," *J. Cryst. Growth*, vol. 251, no. 1-4, pp. 73-79, 2003.
- [60] B. V. Crist, *Handbook of Monochromatic XPS Spectra.*: Wiley-Blackwell, 2000.
- [61] Dr. J Hough Horton. (2009) Queens Chemistry. [Online]. <http://faculty.chem.queensu.ca/people/faculty/horton/index.html>
- [62] J.F. McGilp, "Probing surface and interface structure using optics," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 22, no. 8, p. 084018, 2010.
- [63] M. P. Seah, "The quantitative analysis of surfaces by XPS: A review," *Surf. Interface Anal.*, vol. 2, no. 6, pp. 222-239, 1980.
- [64] A Einstein, "Does the Inertia of a Body Depend on its Energy Content?," *Ann. d. Phys.*, vol. 17, p. 891, 1905.
- [65] M A Herman, D Bimberg, and J Christen, "Heterointerfaces in quantum wells and epitaxial growth processes: Evaluation by luminescence techniques," *J. Appl. Phys.*, vol. 70, no. 2, pp. R1-R52, 1991.
- [66] C. Bottazzi, A. Parisini, L. Torricone, R. Magnanini, and A. Baraldi, "Optical properties of GaSb/Al_{0.4}Ga_{0.6}Sb multiple quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 62, p. 2731, 2000.
- [67] T. Mozume and J. Kasai, "Photoluminescence and photoreflectance study of
-

-
- InGaAs/AlAsSb quantum wells grown by molecular-beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, p. 1050, 2007.
- [68] G. G. DeLaCruz, "The influence of surface segregation on the optical properties of quantum wells," *J. Appl. Phys.*, vol. 96, pp. 3752-3755, 2004.
- [69] M. Sugawara, T. Fuji, S. Yamazaki, and K. Nakajima, "Theoretical and experimental study of the optical-absorption spectrum of exciton resonance on In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 42, p. 9587, 1990.
- [70] O. S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films*, 2nd ed.: Dover Publications, 2011.
- [71] F. Wooten, *Optical Properties of solids*. New York, United States of America: Academic Press, 1973.
- [72] O. Acher and B. Drévilion, "A reflectance anisotropy spectrometer for real-time measurements," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, p. 5332, 1992.
- [73] L F Lastras-Martínez, A Lastras-Martínez, and R E Balderas-Navarro, "A spectrometer for the measurement of reflectance-difference spectra," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 64, no. 8, pp. 2147-2152, 1993.
- [74] P Weightman, D S Martin, R J Cole, and T Farrell, "Reflection anisotropy spectroscopy," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 68, no. 6, p. 1251, 2005.
- [75] L. F. Lastras-Martínez, R. E. Balderas-Navarro, and A. Lastras-Martínez, "Stress-induced optical anisotropies measured by modulated reflectance," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, pp. 35-46, 2004.
- [76] R. A. Vázquez, N. Arzate, and B. S. Mendoza, "Reflectance anisotropy spectra of CdTe(001) surfaces," *Phys. Status Solidi B*, vol. 247, no. 8, pp. 1979-1983, 2010.
- [77] A Cisneros-de-la-Rosa et al., "Effect of surface states on the electrical properties of MBE grown modulation doped AlGaAs/GaAs," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 32, p. 02C110, 2014.
- [78] V. H. Mendez-García et al., "MBE growth and characterization of (100) and (631)-oriented modulation doped AlGaAs/GaAs heterostructures," *J. Cryst. Growth*, vol. 378, pp. 88-91, 2013.
- [79] H Shen and M Dutta, "Sweeping photoreflectance spectroscopy of semiconductors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, p. 587, 1990.
- [80] F. N. Jiménez, C. Vargas, and J. F. Jurado, "Photoreflectance technique to analyze optical and mechanical properties of semiconductor samples," *Scientia et Technica*, vol. 14, no. 39, pp. 353-358, 2008.
- [81] Dino Ferizović et al., "Photoreflectance spectroscopy study of a strained-layer CdTe/ZnTe superlattice," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, p. 093703, 2011.
- [82] D E Aspnes, "Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance," *Surf. Sci.*, vol. 37, pp. 418-442, 1973.
- [83] X. L. Zheng, D. Heiman, B. Lax, and F. A. Chambers, "Photoreflectance and the Seraphin coefficients in quantum well structures," *Proc. SPIE 0946, Spectroscopic Characterization Techniques for Semiconductor Technology III*, vol. 43, 1988.
-

-
- [84] J. V. González-Fernández et al., "Dots-in-a-Well InGaAs Based Laser Probed by Photoreflectance-Anisotropy Spectroscopy," *III Conference of University of Guanajuato IEEE Students Chapter*, 2009.
- [85] A Lastras-Martínez, R E Balderas-Navarro, L F Lastras-Martínez, and M A Vidal, "Model for the linear electro-optic reflectance-difference spectrum of GaAs(001) around E1 and E1+D1," *Phys. Rev. B*, vol. 59, p. 10234, 1999.
- [86] L. F. Lastras-Martínez, M. Chavira-Rodríguez, A. Lastras-Martínez, and R. E. Balderas-Navarro, "Photoreflectance-difference spectroscopy of GaAs (001) under [110] uniaxial stress: Linear and quadratic electro-optic components," *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 075315, 2002.
- [87] O Krebs, D Rondi, J L Gentner, L Goldstein, and P Voisin, "Inversion Asymmetry in Heterostructures of Zinc-Blende Semiconductors: Interface and External Potential versus Bulk Effects," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, p. 5770, 1998.
- [88] C. H. Pan and C. P. Lee, "Design and modeling of InP-based InGaAs/GaAsSb type-II "W" type quantum wells for mid-Infrared laser applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, p. 043112, 2013.
- [89] J. V. González-Fernández et al., "Residual electric fields of InGaAs/AlAs/AlAsSb (001) coupled double quantum wells structures assessed by photoreflectance anisotropy," *Int. J. Mod Phys B*, to be published, 2015.
- [90] S D Yoo and D E Aspnes, "Elimination of end point-discontinuity artifacts in the analysis of spectra in reciprocal space," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 12, pp. 8183-8192, 2001.
- [91] J H Scofield, "Hartree-Slater subshell photoionization cross-sections at 1254 and 1487 eV," *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, vol. 8, no. 2, pp. 129-137, 1976.
- [92] S Adachi, "GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, p. R1, 1985.
- [93] Y C Chen and P K Bhattacharya, "Determination of critical layer thickness and strain tensor in In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum-well structures by x-ray diffraction," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 11, pp. 7389-7394, 1993.
- [94] J Zou, D J H Cockayne, and B F Usher, "Misfit dislocations and critical thickness in InGaAs/GaAs heterostructure systems," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, p. 619, 1993.
- [95] T Mozume and S Gozu, "Photoreflectance study of InGaAs/AlAsSb coupled double quantum wells," *Phys. Status Solidi*, vol. 9, no. 2, pp. 334-337, 2012.
- [96] T. Westgaard, Q. X. Zhao, B. O. Fimland, K. Johannessen, and L. Jhonsen, "Optical properties of excitons in GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As symmetric double quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 4, p. 1784, 1992.
- [97] C. Bocchi, L. Lazzarini, M. Minelli, and L. Nasi, "Interfaces in AlGaSb/GaSb multiquantum well structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 96, p. 3110, 2004.
- [98] L F Lastras-Martínez et al., "One electron and discrete excitonic contributions to the optical response of semiconductors around E1 transition: analysis in the reciprocal space," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, no. 4, pp. 725-733, 2009.
-

-
- [99] I Podlubny, *Fractional Differential Equations.*: Academic Press, 1999.
- [100] P Lautenschlager, M Garriga, S Logothetidis, and M Cardona, "Interband critical points of GaAs and their temperature dependence," *Phys. Rev. B*, vol. 35, no. 17, p. 9174, 1987.
- [101] N A Ulloa-Castillo, *Caracterización de Semiconductores mediante Elipsometría Espectroscópica: Análisis en el Espacio Recíproco*. SLP, Mex: Tesis, 2010.
- [102] Fred H Pollak and Manuel Cardona, "Piezo-Electroreflectance in Ge, GaAS, and Si," *Phys. Rev.*, vol. 172, p. 816, 1968.
- [103] S L Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices.*: Wiley, 2009.
- [104] A J Borak, C C Phillips, and C Sirtori, "Temperature transients and thermal properties of GaAs/AlGaAs Quantum Cascade Laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 23, pp. 4020-4022, 2003.
- [105] C F Klingshim, *Semiconductor Optics.*: Springer Berlin Heidelberg, 1997.
- [106] D. E. Aspnes and A. A. Studna, "Schottky-Barrier Electroreflectance: Application to GaAs," *Phys. Rev. B*, vol. 7, no. 10, p. 4605, 1973.
- [107] L. Pavesi and M. Guzzi, "Photoluminescence of Al_xGa_{1-x}As alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, no. 10, p. 4779, 1994.
- [108] M. Sydor et al., "Photorelectance of Al_xGa_{1-x}As and Al_xGa_{1-x}As/GaAs interfaces and high-electron-mobility transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no. 12, p. 7423, 1990.
