

## Efecto Foto-FEM no estacionario en estructuras semi-aislantes de GaAs tipo p-i-n

por

**Eliseo Hernández Hernández** M.C., INAOE

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de

### DOCTOR EN CIENCIAS EN LA ESPECIALIDAD DE ÓPTICA

en el

Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica Agosto de 2009 Tonantzintla, Puebla.

Supervisada por:

**Dr. Rubén Ramos García** Investigador Titular del INAOE

**Dr. Serguei Stepanov** Investigador Titular del CICESE

©INAOE 2009 Derechos reservados El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes.



## Resumen

Se presentan los resultados de haber investigado corrientes eléctricas generadas por el efecto de Fuerza Foto-electromotriz (Foto-FEM) no estacionaria en estructuras semiconductoras de arseniuro de galio (GaAs) en configuración de diodo p-i-n. Las estructuras fueron crecidas por la técnica de epitaxia por haces moleculares (MBE, por sus siglas en inglés), que permite obtener precisiones de incluso capas atómicas, y además, mediante el control in situ de la temperatura de crecimiento, se pueden obtener materiales semiconductores semi-aislantes.

Se analizaron dos tipos de configuraciones p-i-n. La primera de ellas consta de una super-red en su región intrínseca crecida a bajas temperaturas para realzar sus propiedades fotorrefractivas y fue procesada de tal manera que se obtuvieron estructuras de transmisión. La segunda, con la región intrínseca emparedada por capas crecidas a baja temperatura fue procesada en configuración tipo 'mesa' donde el sustrato utilizado para generar la estructura no es removido. Las muestras se caracterizaron utilizando espectroscopía convencional y de modulación para la detección de regiones de resonancia (picos de absorcion excitónicos). Además, las estructuras tipo mesa fueron sometidas a análisis de fotocorriente, fotovoltaje, capacitancia y características corriente-voltaje de las mismas.

Las corrientes eléctricas de foto-FEM no estacionaria se midieron en el segundo armónico de la frecuencia de modulación para las longitudes de onda 532nm y 844nm. La señal de foto-FEM en ambas estructuras muestra una respuesta en frecuencia similar a la de un filtro pasa-banda. Se presenta un modelo original que predice en forma cualitativa el comportamiento de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación. En este modelo, la primera frecuencia de corte se asocia a la capacitancia de las capas buffer, mientras que la segunda a la capacitancia de la región intrínseca. Esta última región varía tanto su resistencia como su capacitancia con la irradiancia total incidente. Para las estructuras de transmisión, el valor pico de foto-FEM fue independiente del campo eléctrico aplicado a la muestra y ocurre a la frecuencia que iguala al tiempo inverso de relajación dieléctirca. En estas estructuras tambien se observó el fenómeno de transporte no lineal de carga (electrones calientes) en presencia de campo eléctrico aplicado, dicho transporte no lineal se hizó presente también en las corrientes generadas por foto-FEM.

Las estructuras tipo mesa se sometieron a implantación de protones para la observación de señales generadas por foto-FEM. La hipótesis de que la carga que genera el campo de carga espacial se atrapa en su gran mayoría en la región intrínseca en las cercanías del buffer dieléctrico-región intrínseca y no solamente en el buffer dieléctrico, conllevó a la susodicha implantación. Se encontró que la dosis de protones óptima es de  $H^+ = 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>.

La comparación de los resultados obtenidos de foto-FEM para ambas estructuras, muestra un incremento de aproximadamente treinta veces la magnitud del valor de corriente para las estructuras tipo mesa.

## Abstract

We show results on the investigation of electric currents generated by the Non-Steady-State Photo-Electromotive Force effect (Photo-EMF) in gallium arsenide semiconductors in the p-i-n diode configuration. The structures utilized were grown by Molecualar Beam Epitaxy (MBE), a versatile technique which allows to grow mono-layers with high precision. In addition, in situ temperature control opens up the possibility for growing semi-insulating semiconductors. Two different p-i-n configurations were analyzed. The first one consists of a super-lattice embedded in its intrinsic region grown at low temperature in order to enhance its photorefractive properties and it was processed in the transmission configuration. The second one sandwiched the intrinsic region by two buffer layers grown at low temperature, it was processed in the 'mesa' configuration, where the substrate is not removed.

The structures were characterized utilizing conventional and modulation spectroscopy in order to detect the resonance regions (excitonic absorption peaks). Furthermore, in the mesa structures were carried out photocurrent, photovoltage, capacitance and current-voltage analysis.

The non-steady-state photo-EMF electrical currents were measured in the second harmonic of the modulation frequency for wavelengths of 532nm and 844nm. Photo-EMF signal in both structures showed a response in frequency similar to the one of a band-pass filter. An original model that predicts in a qualitative way the behavior of the photo-EMF signal as a function of the modulation frequency is introduced. In this model, the first cutoff frequency is related to the buffer layers capacitance, and the second one makes its own with the intrinsic region capacitance. This last region changes its resistance and capacitance as the total intensity does. For the transmission structures, the peak photo-EMF value was independent of the external applied electric field, and it happens when the frequency modulation equals the inverse of the dielectric relaxation time. In these structures was observed the non-linear charge transport phenomenon (hot electrons) when an electric field was applied. Such non-linear transport showed up in the photo-EMF electric currents too.

The mesa type structures were proton implanted in order to observe photo-EMF signals. The hypothesis that the space charge field is generated at the intrinsicbuffer layer interface and not only in the buffers layers was taken into account for making the proton implantation. It was found that the optimum proton dose is  $H^+ = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

The comparison between the photo-EMF obtained results for both structures shows a thirty times increment in magnitude of the photo-EMF currents in the mesa type structures over the transmission ones.

Agradecimientos

Infinitos agradecimientos son pocos para las personas que ha dirigido el presente trabajo de tesis, Dr. Serguei Stepanov y Dr. Rubén Ramos García, algún día espero no muy lejano les retribuiré toda su ayuda otorgada incondicionalmente durante mis estudios de Doctorado y la elaboración del presente trabajo de tesis.

A todos y cada uno de los doctores que contribuyeron a mi formación académica.

A los miembros del jurado de examen: Dr. Alfonso Torres Jácome, Dr. Ponciano Rodríguez Montero, Dr. Francisco Renero Carrillo, Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco y Dr. Julio César Ramírez San Juan por sus valiosos comentarios y sugerencias al presente trabajo de tesis.

A todo el personal de la Dirección de Formación Académica, de la Coordinación de Óptica, de la Biblioteca, de Administración del Instituto Nacional de Astrofísica Optica y Electrónica (INAOE) por su ayuda siempre incondicional.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CICESE).

Al los Drs. Anatolii Khomenko y Raúl Rangel Rojo por su invaluable ayuda.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por haberme proporcionado una beca sin la cual el presente trabajo no se hubiera llevado a cabo.

A todas y cada una de las personas que se omiten no al propósito, y que con su participación hicieron de mi estancia en el INAOE un lugar aún más placentero.



Dedicada a:

A mi esposa

M. Trinidad Rivas Bustos

Mis padres

María Felix Hernández Plata

Narciso Hernández Muñoz

### A mi hermana

María de los Santos

## **INDICE GENERAL**

Resumen	II
Abstract	III
Agradecimientos	IV
Dedicatorias	V
Indice General	VI
CAPITULO I	
Introducción	
1.1. Introducción	1
1.2. Defectos en Materiales semiconductores.	2
1.3. Campo Eléctrico de Carga Espacial	4
1.4. Objetivos de la Tesis	5
1.5. Estructura de la Tesis	б

## **CAPITULO II**

## Física del Efecto de Fuerza Foto-Electromotriz

2.1. Introducción	8
2.2. Semiconductores Semi-aislantes	8
2.2.1 Tipos de Compensación	10
2.2.1.1 Implantación de Iones	10
2.2.1.2 Compensación durante el crecimiento epitaxial	12
2.2.1.3 Compensación por crecimiento	12
No-estequiométrico	
2.3. Fotoconductividad en Semiconductores Semi-aislantes	12
2.4. Fuerza Foto-Electromotriz en estado no-estacionario	14

(Foto-FEM). Descripción cualitativa

2.5.	Formación del Campo Eléctrico de Carga Espacial (Esc)	15
	2.5.1 Formación de Esc en Materiales de Volumen	15
	2.5.2 Formación de Esc en Películas Delgadas	23
2.6.	Fuerza Foto-Electromotriz en Estado No-Estacionario	29
	Descripción Cuantitativa	
	2.6.1. Foto-FEM en Fotoconductores Monopolares con	30
	Saturación de Impurezas	
	2.6.2. Foto-FEM en Fotoconductores Monopolares	31
	con Tiempo de Vida Finito y Saturación	
	de Impurezas	
	2.6.3. Foto-FEM en Fotoconductores Monopolares con	32
	Campo Eléctrico Aplicado y sin Saturación de	
	Impurezas	
	2.6.4. Foto-FEM en Fotoconductores Bipolares	33
2.7.	Observación de Foto-FEM en Estado No-Estacionario	34
	en Estructuras Longitudinales	
2.8.	Experimentos con observación de Foto-FEM en Estado	39
	No-Estacionario en Estructuras de Pozos Cuánticos	

## **CAPITULO III**

## Estructuras p-i-n de GaAs: preparación y caracterización

3.1.	Introducción: La Epitaxia por Haces Moleculares	43
3.2.	Estructuras p-i-n	44
3.3.	Estructuras p-i-n de GaAs utilizadas.	45
3.4.	Fabricación de las Estructuras tipo mesa	49
	3.4.1. Cortado de la oblea	49
	3.4.2. Limpieza de muestras	49
	3.4.3. Primer proceso fotolitográfico	51

	3.4.4. Ataque químico	53
	3.4.5. Segundo proceso fotolitográfico	55
	3.4.6. Evaporación de Electrodos	55
	3.4.7. Contacto eléctrico y encapsulamiento	56
3.5.	Implantación con Protones	56
3.6.	Caracterización Óptica	59
	3.6.1. Espectroscopía Óptica por Modulación	59
	3.6.2. Espectroscopía Convencional	62
	3.6.3. Foto-corriente por Modulación de Amplitud	65
3.7.	Producto movilidad-tiempo de vida de portadores	66
	fotoexcitados	
3.8.	Caracterización Eléctrica	69
	3.8.1. Curvas corriente voltaje de las estructuras mesa	69
	3.8.2. Capacitancia y Permitividad Relativa de las	71
	estructuras mesa	
	3.8.3. Respuesta en frecuencia de las estructuras	73

## **CAPITULO IV**

## Investigación experimental de Foto-FEM en estado no estacionario

4.1.	Introducción	75
4.2.	Arreglos ópticos experimentales utilizados para detección	75
	de Foto-FEM	
4.3.	Señales de Foto-FEM en función de la amplitud de	77
	modulación	
4.4.	Señal de Foto-FEM en función de la frecuencia de	81
	modulación	
4.5.	Señal de Foto-FEM en función de la frecuencia espacial	87
4.6.	Señal de Foto-FEM en función del campo eléctrico aplicado	91
4.7.	Señal de Foto-FEM en función de la dosis de protones	94

## **CAPITULO V**

# Modelo teórico de la estructura tricapa y discusión de resultados experimentales

5.1. Introducción	96
5.2. Respuesta temporal de la estructura tricapa.	96
5.3. Resistencia y Capacitancia dependientes de la intensidad	107
5.4. Dependencia de la frecuencia espacial	109
5.5. Transporte de carga no-lineal	112
CAPITULO VI	
Conclusiones	
Conclusiones	116
Apéndices	
Apéndice A. Constantes de red para algunos compuestos	121
binarios III-V	
Apéndice B. Equipo y material utilizado	122
Apéndice C. Publicaciones y Congresos derivados del presente	127
trabajo de tesis	
Lista de figuras	128
Lista de tablas	137
Referencias	138

## **CAPITULO I**

## Introducción

#### 1.1. Introducción

La conductividad de los materiales, definida como la proporcionalidad de la interacción entre la densidad de portadores de carga (electrones, huecos o incluso ambos), generados por algún agente externo (campo eléctrico aplicado, absorción de luz o gradientes térmicos), y la movilidad de dichos portadores, da cauce a la clasificación de los materiales en conductores, aislantes y semiconductores [1.1]. Dicha clasificación se encuentra bien delimitada por la llamada banda de energía prohibida. Esta banda se encarga de separar las energías de los estados de Bloch (eigenestados de un electrón moviéndose en un potencial periódico de un material cristalino), en las llamadas bandas de conducción y de valencia [1.2]. En particular, los materiales semiconductores pueden fabricarse de tal manera que la banda de energía prohibida se adecue a la aplicación última que se le desee dar, (así por ejemplo, podemos encontrar semiconductores que operan en la banda de comunicaciones ópticas, infrarojo cercano y visible, UV, etc., [1.3 - 1.5]).

Por otra parte, en algunos materiales semiconductores pueden generarse una serie de fenómenos no lineales de transporte y atrapamiento de carga eléctrica, y que dan cauce a fenómenos ópticos tales como el mezclado de ondas y la generación de corrientes eléctricas, inducidos ambos por patrones no homogéneos de luz. Dichos fenómenos pueden proporcionar información de parámetros tales como son el tipo de fotoportador de carga involucrado en el proceso de conducción eléctrica, sus tiempos de vida, sus longitudes de difusión, etc.

Las así llamadas impurezas, son elementos fundamentales en la modificación de las propiedades ópticas y eléctricas de los semiconductores. La inclusión de impurezas de nivel profundo, cuya energía de activación yace alrededor de la zona central de la banda prohibida, pueden inclusive comportarse como centros de atrapamiento de carga eléctrica (trampas). La presencia de estas trampas, juega un papel fundamental en la generación de la denominada rejilla de campo eléctrico de carga espacial  $E_{sc}$ , referido de ahora en adelante solamente como campo de carga espacial. Dicho campo se forma por la distribución espacial de carga eléctrica inducida por un patrón de iluminación no homogéneo. Esta rejilla de carga espacial, es un factor clave en la generación de fenómenos ópticos no-lineales tales como el Efecto de Fuerza Foto-Electromotriz en Estado no Estacionario (Foto-FEM) y el Efecto Fotorrefractivo [1.6]. Este último requiere además, de un material que presente efecto electro-óptico no lineal de primer orden (Efecto Pockels) [1.7].

#### **1.2. Defectos en Materiales Semiconductores**

La presencia de defectos en los semiconductores es un hecho inherente a los mismos, están siempre presentes en ellos, su inclusión es debida a factores tales como la preparación del sustrato sobre el cual se crece la estructura deseada, el tipo de crecimiento utilizado, los materiales utilizados, etcétera. Las concentraciones típicas de elementos no deseados oscilan alrededor de  $10^{14}$  cm<sup>-3</sup>, o inclusive menores [1.8 -1.10]. Estas pueden ser átomos extraños (impurezas intencionales y no intencionales) o irregularidades físicas en la red cristalina. Las impurezas y/o irregularidades introducidos o generados en el material durante su crecimiento o posterior a él, provocan la aparición de niveles energéticos cuya ubicación se encuentra en alguna parte de la banda prohibida de energía del material huésped [1.11] como se puede observar en la figura 1.1. Las impurezas intencionales pueden desempeñarse como átomos dopantes (es decir, átomos con energías de activación mucho menores a 26 meV [1.11]), o como centros de generación o atrapamiento de carga eléctrica (impurezas de nivel profundo mejor conocidas como trampas), estas trampas modificarán el tiempo de vida de los portadores de carga involucrados en los procesos de conducción eléctrica, así como también la resistividad del material [1.2]. En la

figura 1.1a se muestra la estructura cristalina de un material libre de defectos, en ésta, los átomos huésped están representados por círculos huecos. En las figuras 1.1b y 1.1c aparecen esquematizados algunos de los defectos que pueden encontrarse en los materiales semiconductores: (1) sustitucional extraño (p.ej., átomos dopantes), (2) intersticio extraño (p.ej., oxígeno en silicio), (3) auto-intersticio, (4) vacantes, (5) fallas de apilamiento, (6) dislocación de orilla y (7) precipitados.



Figura 1.1. (a) Estructura cristalina libre de defectos, (b) y (c) son estructuras cristalinas con diferentes tipos de defectos y (d) diagrama de bandas de energía de un material con diferentes tipos de impurezas [1.12].

Los defectos de nivel profundo incorporados en los materiales semiconductores pueden dar origen a los semiconductores semi-aislantes [1.13], éstos son materiales que poseen alta resistividad y tiempos de vida de portadores de carga cortos [1.13]. La presencia de estos centros de atrapamiento contribuirá a la generación del campo eléctrico de carga espacial; éste a su vez es de capital importancia en algunos efectos ópticos no-lineales. Es por esta razón que la siguiente sección describe los diversos procesos que se ven involucrados en la generación de dicho campo.

#### 1.3. Campo Eléctrico de Carga Espacial

Las muestras semiconductoras semi-aislantes, se encuentran dopadas con impurezas donadoras y aceptoras de nivel profundo (trampas), cuyos niveles energéticos yacen en algún lugar cerca del centro de su banda prohibida de energía. Dichas trampas son de vital importancia en la formación del campo de carga espacial. En la figura 1.2 se presentan los diferentes procesos que intervienen en la formación de dicho campo de carga.



Figura 1.2. Generación del campo eléctrico de carga espacial en materiales fotoconductores con impurezas de nivel profundo.

En presencia de un patrón periódico de iluminación (figura 1.2 a), portadores de carga se generan mediante fotoexcitación, los cuales tienden a migrar hacia las zonas oscuras (figura 1.2.b), provocando con esto una distribución espacial de carga (figura 1.2.c), dando lugar a la generación de un campo de carga espacial (figura 1.2.d), desplazado espacialmente del patrón de interferencia  $\pi/2$  radianes; este

corrimiento es debido a la relación integro-diferencial existente entre el campo eléctrico y la densidad de carga según lo establece la ecuación de Poisson [1.14]. Si el material presenta Efecto Pockels, el campo de carga espacial induce un cambio en el índice de refracción local de la muestra, dando curso con esto a la creación del efecto fotorrefractivo.

Una consecuencia importante del efecto, es que la rejilla de índice puede estar desplazada  $\pm \pi/2$  radianes, característica esencial para la transferencia de energía entre los haces de escritura del patrón de interferencia. El signo del desplazamiento esta determinado por la orientación de eje *c* del cristal, el del coeficiente electroóptico y el de los portadores de carga [1.7].

#### **1.4. Objetivos de la Tesis**

Los objetivos del presente trabajo de tesis son en esencia tres. El primero de ellos es el de la observación y cuantificación del fenómeno conocido como Fuerza Electromotriz en Estado no Estacionario (foto-FEM). Este se manifiesta físicamente como una corriente eléctrica oscilante en el tiempo en una estructura p-i-n de GaAs cuya región intrínseca contiene a una super-red crecida a bajas temperaturas.

El segundo objetivo radica en el diseño, crecimiento y procesado de una estructura tipo p-i-n con capas crecidas a bajas temperaturas optimizada para monitorear las corrientes eléctricas de foto-FEM. Se proporciona una caracterización en función de parámetros tales como frecuencia de modulación, periodo espacial, campo eléctrico aplicado, etc. Dentro de la caracterización de las nuevas estructuras se incluyen análisis de espectroscopía, fotocorriente, fotovoltaje y capacitancia para cuantificar sus contribuciones a las corrientes generadas por foto-FEM.

El tercer objetivo del presente trabajo de tesis es el de proporcionar un modelo teórico original con el cual se puede predecir la generación de corrientes eléctricas de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación para las dos estructuras utilizadas. Además de establecer el hecho de que dichas estructuras, guardan gran

similitud con los moduladores espaciales de luz y que por ende las corrientes de foto-FEM serán afectadas entonces por factores geométricos de las mismas estructuras.

#### 1.5. Estructura de la Tesis

La estructura del presente trabajo de tesis se ha constituido en cinco capítulos. El capítulo actual proporciona una introducción en el tema de la presencia de defectos en los materiales semiconductores. Así como también su contribución a la formación del campo de carga espacial. Se proporciona también una explicación a grosso modo de los procesos que tienen lugar en la creación del campo eléctrico de carga espacial.

El *Capítulo II* explica en detalle la física involucrada en el efecto de Fuerza Foto-Electromotriz en estado no estacionario para materiales de volumen y en películas delgadas. Además, proporciona la información necesaria para familiarizarse con la terminología y notación empleada posteriormente Se ofrece también una revisión bibliográfica de las corrientes de foto-FEM en estructuras longitudinales. Es en este tipo de configuración en el que se ubican las estructuras p-i-n utilizadas en el presente trabajo de tesis.

En el *Capítulo III* se presenta el proceso de generación de las estructuras p-i-n utilizadas así como sus caracterizaciones ópticas (espectroscopía por modulación y convencional) y eléctricas (características voltaje-corriente de los diodos p-i-n, determinación del potencial interconstruido, así como mediciones de capacitancia y permitividad relativa).

En el *Capítulo IV* se presentan resultados experimentales de las corrientes eléctricas generadas por Fuerza Foto-Electromotriz en Estado no Estacionario. Las dependencias de foto-FEM en función de la profundidad y frecuencia de modulación, frecuencia espacial y campo eléctrico aplicado. En esta última parte se presenta por vez primera la influencia de los así llamado electrones calientes.

En el *Capítulo V* se presentan los modelos teóricos que se utilizan para la explicación de los resultados experimentales. En particular, se presenta un modelo teórico original que describe cualitativamente el comportamiento de las corrientes

eléctricas generadas por Fuerza Foto-Electromotriz en Estado no Estacionario en función de la frecuencia de modulación. Además, se enmarca como la geometría de las estructuras utilizadas tiene una fuerte influencia sobre la señal de foto-FEM en función de la frecuencia espacial.

En el *Capítulo VI*, se proporcionan las conclusiones originadas del análisis teórico experimental del presente trabajo de tesis.

## CAPITULO II

## Física del Efecto de Fuerza Foto-Electromotriz

#### 2.1. Introducción

En el presente capítulo, se discutirá el papel que juegan las así llamadas impurezas de nivel profundo en la formación del campo eléctrico de carga espacial, tanto en los materiales fotorrefractivos ferroeléctricos como en los semiconductores. Dicho campo de carga espacial es un fenómeno físico clave en la generación de las corrientes eléctricas mediante el efecto de fuerza foto-electromotriz en estado no estacionario. Se describirán entonces los diferentes procesos que intervienen en la formación del campo de carga espacial en los materiales de volumen y las películas delgadas. En la última sección, se proporciona una reseña de las corrientes eléctricas

#### 2.2. Semiconductores Semi-aislantes

En un semiconductor, si la densidad de portadores de carga libre asociada a algún tipo de dopante es reducida por la presencia de otro dopante, se esta hablando entonces de un semiconductor compensado [2.1]. El grado de compensación se cuantifica mediante el empleo de la razón de compensación  $\beta$ , la cual está dada por  $\beta_{r,n} = N_A / N_D$  para un semiconductor *tipo n* y  $\beta_{r,p} = N_D / N_A$  para un semiconductor *tipo p*, donde  $N_A$  y  $N_D$  son las concentraciones de impurezas aceptoras y donadoras en el material. Un semiconductor se encuentra completamente compensado si su razón de compensación es unitaria, de lo contrario, si  $\beta < 1$ , se trata de un semiconductor parcialmente en la práctica. La compensación de los materiales semiconductores puede o no ser realizada de manera intencional.

Por otra parte, en un semiconductor parcialmente compensado, las impurezas donadoras y/o aceptoras ionizadas, y cuyos niveles energéticos yacen cerca del centro de la banda de energía prohibida (impurezas de nivel profundo), tienen la característica de atrapar cargas libres. La generación de estas cargas (portadores libres) se puede deber a: 1) la ionización de las impurezas donadoras/aceptoras cuyos niveles energéticos se encuentran cerca de la banda de conducción/valencia, 2) las transiciones electrónicas entre la banda de conducción y la banda de valencia, los portadores así generados pueden posteriormente atraparse en las trampas y 3) la ionización de las mismas trampas.

El proceso de atrapamiento de portadores, a su vez, disminuirá la densidad de portadores libres que intervienen en el fenómeno de conducción eléctrica, provocando de esta manera un aumento en la resistividad del material. Este nuevo tipo de material se conoce como semiconductor semi-aislante [1.2], y estos conforman un subgrupo con características bien delimitadas dentro de la extensa familia de los semiconductores.

En estos semiconductores, las impurezas de nivel profundo, mueven el así llamado nivel de Fermi hacia el centro de la banda de energía prohibida. Además de su alta resistividad en oscuridad (debida a la presencia de una elevada concentración de defectos, que a su vez, reducirán el tiempo de vida de los portadores de carga eléctrica), estos materiales poseen una muy buena conductividad en presencia de iluminación. Entre estos, se ecuentran el Arseniuro de Galio compensado con Cromo (GaAs:Cr), el Arseniuro de Galio compensado por los así llamados defectos EL2 (GaAs:EL2) y el Fosfuro de Indio dopado con Fierro (InP:Fe) [2.2 - 2.4].

Hoy en día, se fabrican una gran variedad de dispositivos híbridos en los cuales se conjuntan dos o más tecnologías de fabricación de materiales semiconductores [1.2]. Algunas aplicaciones de los semiconductores semi-aislantes se encuentran en láseres de guías de onda de heteroestructura, láseres de emisión superficial de cavidad vertical, moduladores de electro-absorción, fotoconductores

ultra-rápidos, generadores de Terahertz, absorbedores saturables para láseres de amarre de modos, etc. [1.2]

#### 2.2.1. Tipos de Compensación

Los semiconductores semi-aislantes pueden fabricarse de varias maneras, entre estas podemos citar a la compensación por implantación de iones, compensación durante el crecimiento epitaxial y la realizada por crecimiento sin estequiometría.

#### 2.2.1.1. Implantación de Iones

La compensación a través de implantación de iones puede realizarse mediante implantación de protones, implantación de oxígeno o implantación con metales de transición.

En el año de 1966, fue descubierto que el GaAs bombardeado con protones daba como resultado un material con alta resistividad [2.5] y las primeras aplicaciones de éste fénomeno se llevaron a cabo hasta 1969, cuando se utilizó para aislar dispositivos de unión. A partir de que Dyment et al. [2.6], demostraron que el uso de la implantación de protones se podia utilizar para formar tiras estrechas para confinamiento, necesarias para la fabricación de diodos láser con umbral de corriente pequeño; se generó una serie de estudios intensivos dedicados a cuantificar las modificaciones de las propiedades ópticas [2.7 - 2.8] y electrónicas [2.9 - 2.12], que la implantación de protones podia causar.

La implantación de protones (átomos de hidrógeno ionizado,  $H^+$ ) compensa las impurezas residuales mediante dos mecanismos físicos, el primero de ellos consiste en la remoción de átomos huésped (lo que implica rompimiento de enlaces covalentes), creando de esta manera vacantes, las que a su vez se encargan de compensar carga de cualquier signo. En el otro, se pasivan las impurezas de nivel superficial mediante la formación de complejos neutros en conjunción con las impurezas aceptoras y donadoras superficiales [2.13]. El tipo de centros de atrapamiento generados por la implantación de protones son los así llamados defectos EL2 y cuya energía de activación es de 0.82eV por debajo de la banda de conducción [2.14 - 2.16]. Estos centros de atrapamiento juegan un papel clave para la generación del campo de carga espacial, y que será el tema que nos atañe en la siguiente sección.

El proceso de compensación mediante la implantación de oxígeno es bastante similar al que se lleva a cabo mediante la implantación de protones, sin embargo, algunas diferencias puntuales deben ser puestas en evidencia. Debido a que los átomos de oxígeno poseen una masa más grande que la del protón, energías más altas son requeridas para lograr profundidades similiares de penetración. Sin embargo, la implantación con oxígeno ha demostrado ser más estable cuando los dispositivos así tratados se desean emplear en entornos cuyas temperaturas son elevadas [2.17].

Otra alternativa adicional de compensación, es la que se lleva a cabo mediante la implantación de impurezas de los así llamados metales de transición [2.18, 2.19]. Estos son fácilmente incorporados como átomos sustitucionales en el material huésped, generando tanto impurezas donadoras como aceptoras cuyos niveles de energía están bien caracterizados. El fosfuro de indio dopado con fierro (InP:Fe) es uno de los materiales semiconductores compensado por implantación de metales de transición, y que debe su estudio a la gran importancia tecnológica que tiene para dispositivos optoelectrónicos, [2.20 - 2.22] los cuales operan en longitudes de onda más allá de 1µm. El InP:Fe se convertiría en el precursor del láser de heteroestructura de InGaAsP/InP [2.23].

Otro mecanismo de compensación de carga es la que se lleva a cabo alrededor de pequeños precipitados metálicos. Este tipo de precipitados puede ser formado mediante la implantación de iones metálicos seguidos por un tratamiento de calor (recocido) [2.24 - 2.27].

#### 2.2.1.2. Compensación durante el crecimiento epitaxial.

Los métodos de crecimiento epitaxial (excepto la epitaxia de fase líquida) poseen una característica que los hace útiles para introducir impurezas durante el proceso de crecimiento. Esta característica es la de que el crecimiento ocurre lejos del equilibrio termodinámico; esto abre la posibilidad de incorporar concentraciones de impurezas difíciles de lograr en condiciones de equilibrio. Aunado a esto, es posible también añadir dopantes precursores (elementos que reaccionan químicamente para producir otro compuesto) durante el crecimiento mismo. Así por ejemplo, la epitaxia por haces moleculares ha demostrado su eficacia para crecer capas delgadas semi-aislantes dopadas con metales de transición [2.28] como lo son el cromo, fierro, etc.

#### 2.2.1.3. Compensación por crecimiento no-estequiométrico.

La temperatura estándar de crecimiento utilizada para obtener esctructuras cristalinas por MBE es de 600 °C. Sin embargo, fue descubierto por Murotani et al. [2.29], que crecimientos de GaAs a temperaturas de sustrato de 400 °C producían también estructuras cristalinas y que además eran semi-aislantes; incluso temperaturas de 200 °C podian ser utilizadas con algunas modificaciones al método de MBE. A estas temperaturas, el crecimiento de las películas es no estequiométrico. La propiedad semi-aislante de los materiales crecidos a temperaturas bajas (200 – 400 °C) se debe a la compensación de carga alrededor de pequeños precipitados metálicos. Este tipo de precipitados se forman in situ seguido de un tratamiento térmico [2.30 - 2.33].

#### **2.3.** Fotoconductividad en Semiconductores Semi-aislantes

En general, la estructura de bandas y niveles de energía de un material proporciona la información necesaria para determinar si este es un aislante, semiconductor o conductor; así como también el rango de longitudes de onda que el material puede absorber. En la figura 2.1 se muestran los diagramas de bandas de energía para un semiconductor semi-aislante con un solo nivel (o centro) de atrapamiento y que se visualiza con líneas punteadas cerca del centro de la banda prohibida de energía. Este nivel se encarga de compensar carga generada por impurezas de tipo superficial y cuyo nivel energético (no mostrado en la figura) yace en algún lugar de la banda de energía prohibida.



Figura 2.1. Diagramas de bandas de energía simplificados que muestran los diferentes tipos de fotoconductividad en un material semiconductor con un solo nivel de impurezas profundas ( $N_D^0$ ). El ancho de la banda de energía prohibida esta dado por  $\Delta E = E_c - E_v$ .

La fotoconductividad, que se monitorea experimentalmente en dicho material, puede involucrar a diferentes tipos de portadores de carga. El diagrama (a) muestra la fotoconductividad monopolar tipo n, (b) - la fotoconductividad monopolar tipo p y (c) - la fotoconductividad ambipolar. Los mecanismos de conducción eléctrica descritos por los diagramas (a), (b) y (c) se deben a la absorción de luz por parte de las impurezas profundas. El diagrama (d) muestra la fotoconductividad ambipolar debida a la absorción fundamental, es decir, absorción por transiciones entre la banda de valencia y la de conducción inducida por fotones con una energía  $E_{h\omega} \ge \Delta E$ .

Es necesario mencionar aquí, que la fotoconductividad ambipolar es el mecanismo mas general de transporte de carga presente en los materiales seminconductores; ésta se cuantifica mediante el "factor de competencia de portadores de carga" o la "razón de generación promedio de los portadores de carga".

Sin embargo, es frecuente encontrar que solo un tipo de portador de carga es el dominante en el fenómeno de transporte.

## 2.4. Fuerza Foto-Electromotriz en Estado No-Estacioanrio (Foto-FEM). Descripción cualitativa.

El tipo de material que se utiliza para observar a las corrientes eléctricas de Fuerza Foto-Electromotriz en Estado No-Estacionario (foto-FEM) debe ser fotoconductivo y además poseer impurezas de nivel profundo, (impurezas cuyos niveles energéticos se encuentren localizados cerca del centro de la banda prohibida de energía del material). En la figura 2.2 se muestran algunas configuraciones ópticas típicas utilizadas para la detección de corrientes eléctricas de foto-FEM [2.34].



Figura 2.2. Principales configuraciones ópticas utilizadas para observar el efecto de foto-FEM  $(J^{\Omega})$ . MEO: modulador electro-óptico, MAO: modulador acusto-óptico,  $R_L$ : resistencia de carga,  $U_0$ : caída de voltaje proporcional a  $J^{\Omega}$ .

Un patrón de interferencia generado por dos haces de radiación láser coherente, se encarga de generar la iluminación no homogénea en la muestra, incluso, patrones de moteado pueden ser utilizados como fuentes de iluminación. La absorción de luz genera portadores de carga eléctrica por fotoionización, los cuales sufrirán un reacomodo espacial inducido por dos mecanismos. El primero de ellos, de difusión, tiene que ver con la migración de la carga fotogenerada debido a la difusión libre, y el segundo, de deriva, a su naturaleza coulombiana de caracter repulsivo. Después, se pone en escena a los centros de atrapamiento de nivel profundo, en estos, la carga quedará atrapada, generando de esta manera el campo de carga espacial  $E_{sc}(\vec{r})$ . Este patrón de campo eléctrico, interaccionará con el patrón de fotoconductividad generado por el patrón de interferencia presente en la muestra.

#### 2.5. Formación del Campo Eléctrico de Carga Espacial (*E<sub>SC</sub>*)

En esta sección se abordarán los aspectos que conciernen a la formación del campo de carga espacial en materiales de volumen y en las estructuras planares tipo p-i-n utilizadas. La dinámica de formación del campo de carga espacial es diferente para estas dos configuraciones, y es de estas diferencias que surgen comportamientos únicos que se verán reflejados en el comportamieto del la señal de foto-FEM.

#### 2.5.1. Formación de E<sub>SC</sub> en Materiales de Volumen

A continuación, se describe el modelo físico que pone al descubierto los mecasnismos que intervienen en la generación del campo eléctrico de carga espacial en un material fotoconductor de volumen y que contiene un solo tipo de impurezas profundas. Sin embargo, existen situaciones experimentales en las cuales se hace obligatorio tomar en cuenta a más de un tipo de dichas impurezas; estas últimas se pueden manifestar como la aparición de dos frecuencias características en la dependencia de las corrientes de foto-FEM en función de la frecuencia [2.35]. El modelo bajo consideración, involucra también a un solo tipo de portadores de carga, (electrones), siendo su excitación (transiciones electrónicas a partir del nivel

energético de las impurezas profundas) de estos a un nivel superior de energía (banda de conducción) por mecanismos de absorción óptica únicamente.

En el estado inicial, se asume una distribución de impurezas profundas uniforme a través de todo el volumen del material y que además se encarga de compensar carga de impurezas superficiales. La ionización de las impurezas donadoras, inducida por la absorción de fotones, genera electrones en la banda de conducción. Estos portadores de carga pueden moverse libremente hasta que son atrapados por una impureza ionizada.

El análisis será restringido al caso unidimensional para enfatizar el efecto físico en el cual se esta interesado. Como se mencionó en la sección 2.4, el patrón inhomogéneo de luz puede generarse mediante la interferencia de dos haces de radiación coherente con irradiancias  $I_1$  e  $I_2$  incidiendo en la muestra, este puede representarse de la siguiente manera

$$I(x) = I_0[1 + m\cos(Kx)], \qquad (2.1)$$

donde

$$m = \sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2), \qquad (2.2)$$

es la profundidad de modulación e  $I_0 = I_1 + I_2$  es el valor promedio de la irradiancia. Además,  $K = 2\pi/\Lambda$ , es la frecuencia espacial y  $\Lambda$  es el periodo de las franjas de interferencia. Se utilizará notación de variable compleja, pues su empleo facilitará la manipulación de las ecuaciones que se enunciarán más adelante. La ecuación (2.1) puede entonces escribirse como

$$I(x) = I_0 [1 + \frac{m}{2} \{ \exp(iKx) + \exp(-iKx) \} ].$$
(2.3)

La descripción del comportamiento espacial y temporal del campo de carga espacial, involucra un conjunto de ecuaciones que serán descritas a continuación. Una de estas ecuaciones es la de Poisson, la cual establece que las distribuciones de carga eléctrica denotada por  $\rho(x,t)$ , dan origen a campos eléctricos. Esta puede escribirse en la siguiente forma

$$\frac{\partial E_{sc}(x,t)}{\partial x} = \frac{\rho(x,t)}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$
(2.4)

El campo eléctrico  $E_{sc}(x,t)$ , presente dentro del material, debe su origen a la separación de carga inducida por el fenómeno de difusión y/o por cualquier voltaje externo aplicado. La ecuación (2.4) pone al descubierto la suposición de un material isotrópico, es decir, un material con constante dieléctrica escalar.

Otra ecuación necesaria es la ecuación de continuidad, ésta establece que la variación espacial de una densidad de corriente eléctrica da origen a un cambio temporal de la densidad de carga espacial. Esta dependencia funcional se puede escribir como:

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial j(x,t)}{\partial x},$$
(2.5)

donde j(x,t) es la densidad de corriente y  $\rho(x,t)$  es la densidad de carga eléctrica. El lado derecho de la ecuación anterior representa la migración electrónica. Dicha migración provoca una distribución de carga, la cual a su vez crea un campo eléctrico de carga espacial que se encarga de modular el tranporte de electrones.

El transporte de cargas puede ocurrir bajo la acción de tres fenómenos físicos diferentes, a saber, mediante difusión, deriva en presencia de un campo eléctrico (éste incluye el campo externo aplicado y/o el campo espacial formado en el material) y efecto fotovoltaico. La difusión es debida al gradiente de la concentración de portadores de carga libre que se genera por la variación espacial de los niveles de intensidad luminosa presente en la muestra. Esta provoca un flujo de portadores de las regiones brillantes (con altos niveles de concentración de portadores) hacia las zonas oscuras (regiones de baja concentración). El mecanismo de deriva debe su origen a la presencia de un campo eléctrico externo aplicado; lo que origina que las cargas sean arrastradas por éste mismo; el movimiento de carga se torna ahora asimétrico [2.36].

El efecto fotovoltaico es debido al movimiento preferencial de los portadores de carga en una determinada dirección; el cual se origina por la presencia de pozos de potencial asimétricos en el material [2.37].

La densidad de corriente total j(x,t), que aparece en la ecuación (2.5) se expresa entonces de la siguiente manera

$$j(x,t) = eD \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + e\mu n(x,t)E(x,t) + \alpha GI, \qquad (2.6)$$

donde *e* es la carga del electrón, *D* es su coeficiente de difusión, n(x,t) es la densidad de portadores fotoexcitados (electrones),  $\mu$  es la movilidad de los electrones,  $E(x,t) = E_{sc}(x,t) + E_0$  es el campo eléctrico total en la muestra,  $E_0$  es el campo externo aplicado,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción, *G* es la constante fotovoltaica, que por lo general es un tensor, e *I* es la irradiancia local incidente al material. El último término de la ecuación (2.6), es altamente dependiente del cristal con el cual se trabaje. En los compuestos semiconductores de GaAs, la contribución a la densidad de corriente eléctrica del último término de la ecuación (2.6) es despreciable [2.38], así como también para el Titanato de Bario (BaTiO<sub>3</sub>), Estroncio-Bario-Niobato (SBN) y Silicato de Bismuto (BSO); mientras que para Niobato de Litio (LiNbO<sub>3</sub>) es de vital importancia [2.39]. La ecuación (2.6) toma en cuenta a los electrones como los únicos portadores de carga que intervienen en el mecanismo de transporte de carga eléctrica.

La ecuación de razón para la densidad de portadores fotoexcitados en la banda de conducción esta dada por

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = g(x,t) - \frac{n(x,t)}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial j(x,t)}{\partial x},$$
(2.7)

aquí,  $g(x,t) = \beta_{ef} \alpha I(x,t)/\hbar \omega$  es la razón de generación para los electrones ( $\beta_{ef}$  es la eficiencia cuántica para la fotoconductividad y  $\hbar \omega$  es la energía del fotón incidente) y  $\tau$  es su tiempo de vida promedio en la banda de conducción. Toca el turno de

introducir a la ecuación de razón para la concentración  $N_A(x,t)$  de aceptores (es decir, las trampas vacías), ésta tiene la forma

$$\tau \frac{\partial A(x,t)}{\partial t} = \frac{g(x,t)}{g_0} - a(x,t)A(x,t), \qquad (2.8)$$

con

$$a(x,t) = n(x,t)/n_0,$$
 (2.9a)

$$A(x,t) = N_A(x,t) / N_A^0,$$
 (2.9b)

aquí,  $n_0 = g_0 \tau$ , es la concentración promedio de fotoelectrones,  $N_A(x,t)$  es la concentración real de aceptores en algún punto del espacio y tiempo y  $N_A^0$  es la concentración inicial uniforme (promedio) de impurezas aceptoras. Se hace hincapié aquí, que las impurezas de nivel profundo ionizadas son estáticas, mientras que los electrones en la banda de conducción son móviles (como resultado, se genera una densidad de corriente eléctrica).

Las ecuaciones (2.4) a (2.8) deben resolverse en forma simultánea para poder obtener el comportamiento del campo de carga espacial  $E_{sc}(x,t)$ ; así como también, la concentración de electrones n(x,t) en la banda de conducción. Una manera de resolverlas es linealizándolas, para lo cual suponemos que  $m \ll 1$ , lo que implica que la irradiancia de uno de los haces que intervienen en la formación del patrón de interferencia es mucho menor que la del otro. Esta suposición, permite el empleo de la teoría de perturbación para representar a las variables de interés como una serie de potencias truncada (ésta incluye a un término uniforme y a uno con frecuencia espacial *K*; los armónicos de orden superior son despreciados en ésta aproximación). Dichas variables, utilizándo notación compleja quedan plasmadas de la siguiente manera

$$E_{sc}(x,t) = E_0 + \frac{E_{sc}(t)}{2} \exp(iKx) + \frac{E_{sc}^*}{2} \exp(-iKx), \qquad (2.10a)$$

$$a(x,t) = 1 + \frac{a(t)}{2} \exp(iKx) + \frac{a^*(t)}{2} \exp(-iKx), \qquad (2.10b)$$

$$\frac{g(x,t)}{g_0} = 1 + \frac{m(t)}{2} \exp(iKx) + \frac{m^*(t)}{2} \exp(-iKx), \qquad (2.10c)$$

$$A(x,t) = 1 + \frac{A(t)}{2} \exp(iKx) + \frac{A^{*}(t)}{2} \exp(-iKx), \qquad (2.10d)$$

donde el símbolo (\*) representa el complejo conjugado de la variable denotada. Sustituyendo las ecuaciones (2.10) en las ecuaciones (2.4) a (2.8) y despreciando los términos cuadráticos ( $\propto m^2$ ) y de orden superior, se puede obtener el siguiente conjunto de ecuaciones

$$\frac{\partial E_{sc}(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_{di}} \{ E_{sc}(t) + (E_0 + iE_D)a(t) \}, \qquad (2.11a)$$

$$0 = m(t) - a(t) - A(t) + iK\mu\tau\{E_{sc}(t) + (E_0 + iE_D)a(t)\},$$
(2.11b)

$$\tau \frac{N_A^0}{n_0} \frac{\partial A(t)}{\partial t} = m(t) - A(t) . \qquad (2.11c)$$

De estas ecuaciones y utilizando la ecuación  $E_{sc}(t) = -iE_q A(t)$ , (que se obtiene de las ecuaciones (2.11) para cuando  $E_0 = 0$  V/cm), es posible obtener lo siguiente

$$a^{0} = \frac{m}{1 + E_{D} / E_{q} - i(E_{0} / E_{q})},$$
(2.12a)

$$E_{sc}^{0} = -m \frac{E_{0} + iE_{D}}{1 + E_{D} / E_{q} - iE_{0} / E_{q}},$$
(2.12b)

aquí,  $E_D$  es el parámetro conocido como campo de difusión, y se define como

$$E_D = \frac{k_B T K}{e}, \qquad (2.13)$$

con  $k_B$  la constante de Bolztmann, T la temperatura absoluta expresada en grados Kelvin y e la carga del electrón. En las ecuaciones (2.12),  $E_q$  es el campo de saturación, y esta dado por la siguiente expresión

$$E_q = \frac{eN_{eff}}{\varepsilon \varepsilon_0 K}, \qquad (2.14)$$

donde  $N_{eff} = N_A^0 (N_D^0 - N_A^0) / N_D^0$  es la densidad de impurezas efectiva; y donde la concentración promedio de fotoelectrones se ha despreciado debido a los niveles de iluminación que se utilizan (algunos mW/cm<sup>2</sup>). La magnitud de  $N_{eff}$  proporciona una medida de la máxima amplitud del campo eléctrico de carga espacial que se puede generar dentro del material con esta concentración de impurezas dada. Es común encontrar que si  $N_A^0 \ll N_D^0$ ,  $N_{eff} \cong N_A^0$ .

La amplitud compleja del campo de carga espacial que aparece en la ecuación (2.12b) conlleva a dos casos dignos de mencionar.

Caso I: Campo externo aplicado igual a cero y sin saturación de impurezas ( $E_0$ = 0 y  $E_q >> E_D$ ). La ecuación (2.12b) se reduce a

$$E_{sc}^{0} = -imE_{D}, \qquad (2.15)$$

Caso II. Campo externo aplicado diferente de cero y también sin saturación de impurezas ( $E_0 \neq 0$  y  $E_q >> E_D$ ). En este caso:

$$E_{sc}^{0} = -m(E_{0} + iE_{D}).$$
(2.16)

A partir de las ecuaciones (2.15) y (2.16) se puede ver, que en el primer caso (mecanismo de difusión) la amplitud compleja del campo espacial es imaginaria. Se tiene entonces una rejilla "desplazada". En el segundo caso, cuando  $E_0 >> E_D$  (mecanismo de deriva), la amplitud del campo espacial es real y tenemos una rejilla "no-desplazada".

El análisis anterior se hizo para los electrones como el único tipo de portador de carga, pero en general, tanto electrones como huecos participarán en los procesos de transporte de carga eléctrica, y esto se toma en cuenta generando una ecuación adicional a la (2.7) pero con las debidas correcciones. Así, la razón de generación y el tiempo de vida de fotorportadores para los huecos que aparecen en la ecuación (2.7) se verán modificados y se representarán ahora como  $g_h(x,t)$  y  $\tau_h$  ("*h*" hace referencia a los huecos). La densidad de corriente eléctrica expresada en la ecuación (2.6) para los electrones exclusivamente, se transformará en una superposición de densidades de corriente que toman en cuenta tanto a los electrones como a los huecos. Este hecho, adicionará términos para incluir a los huecos en los procesos de conducción. Así, cada tipo de fotoportador tendrá asociado sus respectivos parámetros, tales como su propia razón de generación (ésta es la misma para ambos tipos de fotoportadores si las transiciones son solamente del tipo banda de valencia – banda de conducción), tiempo de vida de fotorportador, movilidad, y constante de difusión. Es posible entonces, resolver el conjunto de ecuaciones (2.4) a (2.8) para obtener las siguientes ecuaciones:

$$E_{sc} = -imE_{D} \frac{\frac{\sigma_{e}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1 + K^{2}L_{De}^{2}} - \frac{\sigma_{h}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1 + K^{2}L_{Dh}^{2}}}{\frac{\sigma_{e}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1 + K^{2}L_{De}^{2}} + \frac{\sigma_{h}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1 + K^{2}L_{Dh}^{2}}},$$
(2.17a)

$$a^{0} = m \frac{\frac{1}{1+K^{2}L_{De}^{2}} - \frac{\sigma_{h}}{\sigma_{0}} \frac{K^{2}L_{De}^{2} + K^{2}L_{Dh}^{2}}{(1+K^{2}L_{De}^{2})(1+K^{2}L_{Dh}^{2})}}{\frac{\sigma_{e}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1+K^{2}L_{De}^{2}} + \frac{\sigma_{h}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1+K^{2}L_{Dh}^{2}}}{1+K^{2}L_{Dh}^{2}}},$$
(2.17b)

$$b^{0} = m \frac{\frac{1}{1 + K^{2}L_{Dh}^{2}} - \frac{\sigma_{e}}{\sigma_{0}} \frac{K^{2}L_{De}^{2} + K^{2}L_{Dh}^{2}}{(1 + K^{2}L_{De}^{2})(1 + K^{2}L_{Dh}^{2})}}{\frac{\sigma_{e}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1 + K^{2}L_{De}^{2}} + \frac{\sigma_{h}}{\sigma_{0}} \frac{1}{1 + K^{2}L_{Dh}^{2}}},$$
(2.17c)

donde  $L_{De}$ ,  $L_{Dh}$  son las longitudes de difusión para los electrones y huecos respectivamente;  $\sigma_e$ ,  $\sigma_h$  representan sus respectivas conductividades promedio.

Dos situaciones límites pueden extraerse de las ecuaciones anteriores; la primera de ellas se presenta si  $KL_{De,h} \ll 1$  (aproximación de longitudes de difusión

cortas). Esto da como resultado que el campo de carga espacial  $E_{sc}$  representado en las ecuaciones (2.17) se escale solamente por el "factor de competencia de los portadores de carga"  $(\sigma_e - \sigma_h)/(\sigma_e + \sigma_h)$ , con  $\sigma_e = \mu_e \tau_e$  y  $\sigma_h = \mu_h \tau_h$ . Es necesario mencionar que si los electrones y huecos contribuyen a la conductividad en partes iguales, el patrón de carga espacial no se forma.

El segundo caso límite se suscita para cuando  $KL_{De,h}>>1$  (aproximación de longitudes de difusión grandes) lo que resulta ahora en un escalamiento de  $E_{sc}$  por el factor que involucra a las razones de generación promedio para los electrones y huecos; este factor de escala se representa como  $(g_e - g_h)/(g_e + g_h)$ . La situación es muy parecida al caso anterior, pero el "factor de competencia de portadores" toma diferente forma.

#### 2.5.2. Formación de E<sub>SC</sub> en películas delgadas

La formación del campo de carga espacial, no solo se observa en materiales fotoconductivos de volumen, sino también en películas delgadas. En esta categoría, se encuentran ubicadas, en particular, las estructuras cuánticas foto-rrefractivas. Estas estructuras fotosensibles, tienen su nicho de aplicaciones en sistemas correladores de imagen [2.40], autocorreladores de femtosegundos [2.41] y mapeo tiempo a espacio [2.42]. Su gran electroabsorción óptica, elevada movilidad de portadores de carga y extremadamente bajas irradiancias de operación [2.43] son las características que los hacen muy atractivos en dichas aplicaciones.

La parte medular de estas estructuras se encuentra conformada por pozos y barreras de potencial eléctrico (figura 2.3). Estos pozos y barreras, se forman mediante el crecimieno sucesivo de dos diferentes tipos de semiconductores; dando origen entonces a las denominadas heteroestructuras. Estas últimas son clasificadas como Tipo I, Tipo II y Tipo III; según sea la alineación entre las bandas de energía de los materiales que las conforman [2.44].

Los materiales semiconductores, que se utilizan para la conformación de las heteroestructuras dependen de manera estricta de las constantes de red de los materiales a ser utilizados (ver apéndice A). Así por ejemplo, los siguientes sistemas pueden ser crecidos GaAs/AlGaAs, InGaAs/InGaAsP, InAs/GaSb, donde la primera aleación es utilizada para los pozos de potencial y la segunda para las barreras [2.45].



Figura 2.3. Diagramas de bandas de energía de los diferentes tipos de heteroestructuras.

Por otra parte, en las estructuras cuánticas, el transporte de carga eléctrica, relativo al vector de la rejilla inducida por el patrón de interferencia puede realizarse de dos maneras diferentes (ver figura 2.4).



Figura 2.4. Geometrías de transporte eléctrico en las estructuras cuánticas fotorrefractivas.  $\vec{K}$  representa al vector de la rejilla.

Así, si el transporte de carga eléctrica es en el plano de la estructura, se estará haciendo referencia a la configuración de campo transversal; mientras que si es a través de la misma, se hablará de la configuración longitudinal. Las estructuras p-i-n utilizadas en la elaboración del presente trabajo de tesis yacen en esta última categoría; así como también los denominados moduladores espaciales de luz direccionados ópticamente. Estos han sido propuestos para su uso en sustitución de las películas fotográficas como medios de entrada en sistemas de procesamieto óptico. Estos dispositivos almacenan imágenes como patrones de carga inducidos en un fotoconductor por la imagen de entrada. Los patrones de carga modulan el campo eléctrico aplicado en la capa electro-óptico. A su vez, esto modula el estado de polarización de un haz coherente utilizado como haz de lectura.[2.46]. Entre estas estructuras podemos citar a los moduladores ópticos espaciales (PROM) [2.47], los dispositivos PRIZ [2.48 -2.50], los TITUS [2.51], PHOTOTITUS [2.52], los moduladores espaciales de luz de micro-canal (MSLM), entre otros.

La geometría básica de un moduldor electro-óptico espacial de luz se muestra en la figura 2.5.



Figura 2.5. Geometría típica de un modulador electro-óptico espacial de luz. Los electrodos en estas estructuras son transparentes.

25

Esta se basa en la geometría de las estructuras tipo PROM. El dispositivo se divide funcionalmente en dos regiones: una capa electro-óptica fotoconductiva y dos capas dieléctricas. La capa electro-óptica tiene centros de atrapamiento introducidos por alguno de los métodos descritos en la sección 2.2.1. En estos dispositivos, la dirección del campo eléctrico aplicado es perpendicular al plano de la película delgada.

En presencia de un patrón no homogéneo de luz, (figura 2.6), los fotoportadores generados en las franjas brillantes se mueven bajo la acción del campo eléctrico aplicado y son atrapados cerca de la interfase conformada por la capa electro-óptica y las capas dieléctricas. Los portadores atrapados dan origen a regiones de acumulación de carga, Smith et al., [2.53] y Rabinovich et al. [2.54].



Figura 2.6. Comportamiento de las líneas de campo eléctrico y redistribución de la carga eléctrica en presencia de un patrón no homogéneo de luz.

En los artículos mencionados, se realizaron simulaciones numéricas obteniendo valores de ~5 nm de grosor para las regiones de acumulación de carga. Las cargas eléctricas atrapadas, apantallarán (disminuirán) el campo eléctrico aplicado en las regiones iluminadas. El cambio en el campo eléctrico en la capa electro-óptica a su vez, modificará la distribución espacial de birrefringencia del dispositivo.

Como se puede ver, en las estructuras delgadas, la evolución espacial del campo de carga espacial, requiere de un tratamiento bidimensional, a diferencia de los materiales en volumen descritos en la sección anterior, en donde el transporte de carga podía modelarse en una sola dimensión. La bidimensionalidad del problema debe su origen a la presencia de la densidad de carga superficial no homogénea existente en las regiones de acumulación y que da origen a mecanismos de transporte lateral, es decir, en la dirección del eje x mostrada en la figura 2.6.

Por otra parte, la naturaleza escalar del potencial eléctrico, hace muy atractivo el empleo de la ecuación de Laplace, cuya solución, permitirá calcular los diferentes componentes del campo eléctrico de carga espacial que se generan tanto a lo largo de la capa electro-óptica  $(E_{sc,z})$  como en la interfase entre ésta última y el buffer dieléctrico  $(E_{sc,x})$  [2.55]. El potencial eléctrico y el campo de carga están relacionados por la ecuación

$$E_{sc} = -\nabla V , \qquad (2.18)$$

donde el símbolo  $\nabla$  representa al operador gradiente y *V* es el potencial eléctrico dentro de la estructura analizada.

Una vez más, la presencia de un patrón de luz no homogéneo con perfil cosenoidal, representado por la ecuación (2.1) inducirá las distribuciones de carga mostradas en la figura 2.6. Además, se supondrá que m <<1, lo que hace posible utilizar la teoría de perturbación y expresar a la distribución de carga entre la capa electro-óptica y la dieléctrica en la forma descrita en la ecuación (2.19). Otras dos aproximaciones se aplican en el siguiente análisis; una de ellas, es que la densidad de carga en la interfase superior es igual pero de signo contrario a la densidad de carga en la interfase inferior de la figura 2.6; la otra, es que el grosor de la región de acumulación es mucho menor que  $1/\alpha$ , donde  $\alpha$  es el coeficiente de absorción de la muestra;  $\alpha_{532nm} \sim 76,000$  cm<sup>-1</sup> [2.56],  $\alpha_{845nm} \sim 9,000$  cm<sup>-1</sup> [2.57]. Entonces, la densidad de carga superficial se puede expresar como

$$\sigma_{sc}(x,t) = \sigma_0 + m\sigma_1 \cos(Kx), \qquad (2.19)$$

donde  $\sigma_0$  es la densidad de carga promedio en presencia de iluminación constante,  $\sigma_1$  es la densidad de carga en presencia del patrón no homogéneo de luz y *m* es su
profundidad de modulación. La solución de la ecuación de Laplace, se realiza mediante el método de separación de variables y con las condiciones de frontera V(0) = 0 y  $V(D) = V_0$ . Además, de que se hace uso de la condición de continuidad del vector desplazamiento eléctrico en la interfase buffer dieléctrico – capa electro-óptica. De esta manera, se obtienen las siguientes expresiones para el campo de carga espacial

$$E_{sc,x}(x,z,t) = -E_2(t)senh(Kz)sen(Kx), \qquad (2.20)$$

$$E_{sc,z}(x,z,t) = -E_0 + E_1(t) + E_2(t)cosh(Kz)cos(Kx), \qquad (2.21)$$

donde

$$E_0 = V_0 / D, (2.22)$$

$$E_1(t) = \frac{2l}{D} \frac{\sigma_0(t)}{\varepsilon_2}, \qquad (2.23)$$

$$E_{2}(t) = \left[\frac{\sigma_{1}}{\varepsilon_{1}}\right] \frac{\operatorname{sech}(Kd/2)}{\left[1 + \frac{\varepsilon_{2}}{\varepsilon_{1}} \frac{\operatorname{tanh}(Kd/2)}{\operatorname{tanh}(Kl)}\right]},$$
(2.24)

donde  $V_0$  es el potencial eléctrico aplicado a la muestra, D es el grosor total del dispositivo (es decir, se incluye el grosor de la capa electro-óptica (d) y los grosores de los buffers dieléctricos (l)), y  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  son sus constantes dieléctricas relativas respectivamente.

La componente del campo  $E_{sc,x}$  genera la deriva que sufren los portadores de carga en la dirección del eje x. La carga que se transporta en esta dirección, es atrapada en las regiones oscuras, y podría apantallar de esta manera el campo total aplicado a la estructura, borrando en última instancia el campo espacialmente modulado. A su vez, esto hace que las corrientes de foto-FEM, que son proporcionales a  $E_{sc}$  se vean también nulificadas.

El término *senh(Kz)*, debido a que es una función creciente del argumento Kz en la ecuación (2.20), es el que determinará la contribución a la componente  $E_{sc,x}$  del campo de carga espacial; ya que el término *sen(Kx)* es una función oscilante de su argumento. Esto es, para frecuencias espaciales grandes, lo cual se traduce en periodos espaciales pequeños ( $K = 2\pi/\Lambda$ ), implicará una fuerte componente de  $E_{sc,x}$ . Esto puede apreciarse más claramente si se expande en serie de potencias a la función *senh(Kz)*, lo cual se muestra a continuación

$$senh(Kz) = Kz + \frac{(Kz)^{3}}{3!} + \frac{(Kz)^{5}}{5!} + \dots = \sum_{1,impar}^{\infty} \frac{(Kz)^{n}}{n!}.$$
(2.25)

## 2.6. Fuerza Foto-Electromotriz en Estado No-Estacioanrio. Descripción Cuantitativa.

El armónico fundamental de la corriente eléctrica total, generada por foto-FEM, y que fluye a través de una determinada muestra corto-circuitada esta dada por [1.6]

$$j(t) = \frac{1}{\Lambda} \int_{0}^{\Lambda} dx e \mu n(x, t) E_{sc}(x, t) , \qquad (2.26)$$

donde n(x,t) y  $E_{sc}(x,t)$  se obtienen del conjunto de ecuaciones (2.11) presentado en la sección 2.5.1. Las corrientes eléctricas, generadas por fuerza foto-electromotriz, dependerán ahora del tipo de patrón de interferencia con el cual se este iluminando a la muestra, de esta manera, podemos citar a: 1) patrón de interferencia estacionario, esto significa que el contraste del patrón de interferencia es de la forma m(t) = c, donde c es una constante, 2) patrón de interferencia con velocidad de desplazamiento hacia la izquierda o derecha, entonces, el contraste es de la forma  $m(t) = m \exp(\pm i\Omega t)$ respectivamente y 3) patrón de interferencia oscilante, el cual puede representarse como una superposición de los patrones 1) y 2) y que fue utilizado para la realización de los experimentos de foto-FEM para la presente tesis. En las siguientes secciones, se presentan las dependencias funcionales típicas para las corrientes generadas por foto-FEM para iluminación no homogénea creada mediante un patrón de interferencia oscilante.

# 2.6.1. Foto-FEM en Fotoconductores Monopolares con Saturación de Impurezas

Es posible demostrar que la corriente eléctrica de foto-FEM puede escribirse como una superposición de productos del campo de carga espacial y la distribución de carga generada por el patrón de iluminación como se muestra en la ecuación (2.27) [2.34]

$$j^{\Omega} = \frac{\sigma_0}{2} \Big\{ E_{sc}^0 a^{-\Omega^*} + E_{sc}^{0^*} a^{\Omega} + E_{sc}^{-\Omega^*} a^0 + E_{sc}^{\Omega} a^{0^*} \Big\}.$$
(2.27)

El empleo de los contrastes *m* y  $\pm \Delta m/2$  para el patrón de interferencia para los componentes estacionarios (variables con super-índice 0) y oscilantes (variables con super-índice  $\Omega$ ) respectivamente, da como resultado:

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\Omega \tau_{di}}{(1 + E_D / E_q) [(1 + E_D / E_q) + i\Omega \tau_{di} (1 + K^2 L_D^2)]},$$
(2.28)

donde  $\sigma_0$  es la fotoconductividad promedio que resulta de iluminar de manera uniforme a la muestra con una intensidad  $I_0$ , y que para transiciones entre el nivel energético de las trampas y la banda de conducción es una función directa de la densidad total de trampas no ionizadas.  $\Omega$  es la frecuencia de oscilación del patrón de interferencia,  $\tau_{di}$  es el tiempo de relajación dieléctrico del material y  $L_D$  es la longitud de difusión de los electrones, es decir, es la distancia promedio que un portador de carga puede viajar entre su generación y su recombinación. La gráfica de la ecuación (2.28) se muestra en la figura 2.7 para diferentes magnitudes del campo eléctrico de saturación  $E_q$ . En la gráfica de la figura 2.7, el máximo de la señal de corriente de foto-FEM corresponde a  $K = L_D^{-1}$ . En el caso de que  $E_q >> E_D$ , se esta en el régimen de no saturación de impurezas.



Figura 2.7. Corrientes eléctricas de foto-FEM con saturación de impurezas. a)  $E_{q1} = 10E_D$ , b)  $E_{q2} = E_D$  y c)  $E_{q3} = 0.5E_D$ ,  $\Omega \tau_{di} = 1$  y  $L_D = 1$ .

# 2.6.2. Foto-FEM en Fotoconductores Monopolares con Tiempo de Vida Finito y sin Saturación de Impurezas

En este caso, es posible obtener una ecuación de la forma [2.34]

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\Omega \tau_{di}}{\left( (1 - \Omega^2 \tau_{di} \tau)^2 + \Omega^2 [\tau_{di} (1 + K^2 L_D^2) + \tau]^2 \right)^{1/2}},$$
(2.29)

cuya gráfica se muestra en la figura 2.8. En ella, se observa el comportamiento típico (filtro pasa-banda) de las corrientes eléctricas de foto-FEM en función de la frecuencia angular; crecimientos lineales para frecuencias bajas, para posteriormente llegar a saturación. El tiempo de vida finito de los foto-portadores se hace presente con la aparición de la seguda frecuencia de corte. Un tiempo de vida de fotoportadores igual a cero, eliminaría la segunda frecuencia de corte observada en la

gráfica de la figura 2.8, en otras palabras, la magnitud de la señal seguiría el comportamiento de un filtro pasa-altas. [2.58].



Figura 2.8. Corrientes eléctricas de foto-FEM con tiempos de vida finitos de los fotorportadores de carga.  $\tau_{di} = 10$ ms,  $\tau = a-10$ , b-1, c-0.1 y d-0.01 ms,  $KL_D = 1$ .

# 2.6.3. Foto-FEM en Fotoconductores Monopolares con Campo Eléctrico Aplicado y sin Saturación de Impurezas

La presencia de campo eléctrico en la muestra se traducirá en un crecimiento en la magnitud en la señal de foto-FEM, la dependecia funcional se observa en la ecuación 2.31 [2.34]; y cuya gráfica se observa en la figura 2.9.

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{4} \sigma_0 \left[ \frac{-2E_0 + \Omega \tau_{di}(E_D - iE_0)}{1 + i\Omega \tau_{di}(1 + K^2 L_D^2 + iKL_0)} + \frac{2E_0 + \Omega \tau_{di}(E_D + iE_0)}{1 + i\Omega \tau_{di}(1 + K^2 L_D^2 - iKL_0)} \right].$$
 (2.31)

donde  $E_0$  es el campo eléctrico aplicado y  $L_0 = \mu_e \tau_e E_0$ . es la longitud de deriva. Obsérvese en la figura 2.9 la aparición de una resonancia que se hace más pronunciada y que se desplaza hacia bajas frecuencias conforme se incrementa el campo eléctrico aplicado.



Figura 2.9. Corrientes eléctricas de foto-FEM en presencia de campo eléctrico aplicado. (a)  $KL_D = 1$ ,  $E_0/(k_BT/eL_D) = 0$  (línea a), 2 (línea b) y 4 (línea c); (b)  $E_0/(k_BT/eL_D) = 4$ ,  $KL_D = 0.5$  (línea a), 1 (línea b) y 2 (línea c), [2.34].

#### 2.6.4. Foto-FEM en Fotoconductores Bipolares

Las corrientes de foto-FEM para fotoconductores bipolares sin saturacion de impurezas seguirán una dependencia de la forma descrita por la ecuación 2.32 [2.34].

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\frac{\sigma_e}{\sigma_0} \frac{1}{1 + K^2 L_{De}^2} - \frac{\sigma_h}{\sigma_0} \frac{1}{1 + K^2 L_{Dh}^2}}{\frac{\sigma_e}{\sigma_0} \frac{1}{1 + K^2 L_{De}^2} + \frac{\sigma_h}{\sigma_0} \frac{1}{1 + K^2 L_{Dh}^2}} \frac{\Omega \tau_{di}}{1 + i\Omega \tau_{sc}}, \qquad (2.32)$$

donde  $\sigma_0 = \sigma_e + \sigma_h$  es la conductividad total de la muestra,  $\sigma_e$  es la condutividad de los electrones y  $\sigma_h$  la de los huecos.  $L_{De}, L_{Dh}$  son las longitudes de difusión para los electrones y huecos respectivamente. Nótese que si en la ecuación (2.32)  $\sigma_0 = \sigma_e, \sigma_h$ = 0 y  $\tau = 0$ , se puede obtener la ecuación (2.29) siempre que  $\tau_{sc} = \tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)$ . Obsérvese también que  $j^{\Omega}$  en función de  $\Omega$  presenta una dependencia convencional, ver figura 2.8. La dependencia de  $j^{\Omega}$  en función de la frecuencia espacial normalizada se muestra en la figura 2.10.



Figura 2.10. Corrientes eléctricas de foto-FEM en un material fotoconductor bipolar sin saturación de impurezas para cuando:  $\Omega \ll \tau_{sc}^{-1}$ .  $L_{De} = 3L_{Dh}$ ,  $\sigma_e / \sigma_h = 0$  (línea a), 0.3 (línea b), 0.6 (línea c) y 1 (línea d).

# 2.7. Observación de foto-FEM en Estado No-estacioanrio en Estructuras Longitudinales

En la sección 2.6 fue mencionado que, la mayoría de los experimentos sobre la observación del efecto de foto-FEM en estado no estacionario fueron realizados en la denominada configuración transversal de la muestra fotoconductiva, es decir, cuando la corriente foto-excitada fluye en el plano de la muestra. Existe otra configuración tradicional, ésta es muy utilizada en muestras fotoconductoras delgadas las cuales constan de electrodos transparentes (con la finalidad de aplicar voltaje y extraer la señal eléctrica) tanto en sus caras delanteras como traseras. Las estructuras p-i-n de pozos cuánticos son de este tipo, así como también las películas delgadas de polímeros fotorrefractivos [2.59] y las estructuras electro-ópticas de moduladores espaciales de tipo PRIZ [2.49, 2.60].

Una de las primeras técnicas para la observación de la señal de foto-FEM no estacionaria fue utilizada en las estructuras PRIZ basadas en los cristales de Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub>

(BSO) [2.61]. En este caso la muestra fotoconductiva se iluminó con un patrón de interferencia inclinado, ver la figura 2.11a.



Figura 2.11. (a) Detección de la señal de foto-FEM no estacionaria en configuración longitudinal con el patrón de interferencia inclinado. (b) La dependencia de la señal de FEM contra el ángulo de incidencia observada en la estructura PRIZ, [2.56].

Debido a que el patrón vibrante excita a la corriente de foto-FEM en la dirección ortogonal a sus planos, solo la fracción de la corriente total con la amplitud proporcional al sen( $\varphi$ ) se detecta en esta configuración. La señal de FEM de este tipo desaparece en caso de una incidencia normal ( $\varphi$ =0), ver la figura 2.11b. Se debe destacar, que esta interpretación es correcta solo en el caso cuando el periodo espacial ( $\Lambda = 2\pi/K$ ) es mucho menor que el espesor de la muestra (L), lo cual se establece por la condición KL >> 1, es decir, cuando es posible despreciar los efectos de frontera. Posteriormente, Stepanov et al. [2.62], utilizaron la misma configuración exitosamente en películas poliméricas.

En las estructuras delgadas de polímeros fotorrefractivos, la configuración con dos haces de grabado contrapropagándose en el volumen del fotoconductor (y que da origen a una rejilla de reflexión) fue utilizada por Stepanov et al., y Mansurova et al. [2.63,2.64], ver la figura 2.12a. Mediante la aplicación de un voltaje externo, tanto la componente de frecuencia fundamental como la de segundo armónico de la corriente de foto-FEM fueron detectatas. A partir de la dependencia de la amplitud del primer armónico contra el campo externo aplicado (figura 2.12b) se evaluó el efecto del campo eléctrico aplicado en la difusión inducida [2.64].



Figura 2.12. (a) Configuración experimental para la observación del efecto de foto-FEM no estacionario usando dos haces contrapropagándose a través de una película polimérica. (b) Dependencia experimental de la señal de foto-FEM en función del campo externo aplicado [2.64].

Es claro que estas dos configuraciones experimentales (figuras 2.11a y 2.12a) pueden ser utilizadas para la observación de la corriente de foto-FEM en las estructuras longitudinales si el material fotoconductivo es bastante grueso, es decir, con el grosor más grande que unos periodos espaciales de la rejilla como las estructuras PRIZ ( $L = 300-500 \ \mu m$ ), o las películas poliméricas ( $L \approx 100 \ \mu m$ ). Además, en estas configuraciones, se requiere el depositado de electrodos transparentes en ambos lados de las muestras. Por esta razón, no son aplicables para las estructuras p-i-n consideradas en esta tesis ( $L \approx 1-2 \ \mu m$ ).

Sin embargo, existen situaciones experimentales en donde la señal de foto-FEM no desaparece en la estructura longitudinal con iluminación a incidencia normal -ver la figura 2.13a.

Una de las posibilidades fue considerada por Mansurova et al. [2.65], para el caso de ambos electrodos de tipo óhmico. En el modelo desarrollado, la distribución estacionaria del campo eléctrico externo se consideró no unirme debido a que la absorción de luz era bastante fuerte ( $\alpha L \ge 1$ ). La corriente longitudinal no estacionaria

debida a la vibración del patrón de interferencia fue excitada por los procesos de redistribución del campo eléctrico aplicado a través del grosor de la muestra. Para intensificar este proceso, fue necesario iluminar a la muestra por un haz auxiliar uniforme del lado opuesto. Debido a la simetría de la configuración, solo la señal del segundo armónico pudo ser observada en este caso.



Figura 2.13. (a) Configuración longitudinal de un foto-detector adaptativo. El patrón de interferencia vibrante (con frecuencia  $\omega$ ) es generado por  $I_1$  e  $I_2$ .  $I_0$  es un haz de iluminación incoherente y uniforme de la misma longitud de onda que los haces que forman el patrón de interferencia. (b) Modulación de fase rectangular y respuesta eléctrica.

El modelo de foto-FEM no estacionaria del tipo mencionado arriba fue desarrollado para la interpretación de los experimentos con las estructuras tipo PRIZ [2.66], las cuales presentan típicamente el emparedamiento de una capa delgada (300-500 µm) de cristal fotoconductor de BSO (o de Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> –BTO) entre dos electrodos transparentes de platino [2.49, 2.60]. Se obtuvo, que cuando a esta estructura se le aplicó voltaje externo (sin iluminación con el haz auxiliar), se observó una respuesta eléctrica de pulso sobre la aplicación de una modulación de fase con una forma rectangular –ver la figura 2.13b. La amplitud de esta respuesta no estacionaria creció como sin<sup>2</sup>( $\Delta$ ), donde  $\Delta$  es la amplitud de modulación de fase.

En el caso de modulación senoidal, la señal de la respuesta se observó solo a la frecuencia del segundo armónico de la frecuencia de modulación. La dependencia

con respecto a la frecuencia de modulación tuvo una forma típica, cuyo máximo creció con la intensidad de la luz –ver la figura 2.14a.



Figura 2.14. Dependencias de la señal de segundo armónico en función de la frecuencia de modulación (a) y de la frecuencia espacial (b). Los parámetros son:  $\lambda = 0.532 \ \mu\text{m}$ ,  $R_L = 100 \ \text{k}\Omega$ ,  $\Delta = 3.14 \ \text{rad}$  y  $U_0 = 200 \ \text{V}$  para ambas figuras.  $I_0$ , mW/mm<sup>2</sup>: (A) 0.1, (B) 0.2, (C) 0.4, (D) 0.9 y (E) 1.4 y  $K = 2.6 \ \text{mm}^{-1}$  para la figura (a).  $I_0$ , mW/mm<sup>2</sup>: (A) 0.2, (B) 0.6, (C) 1.7 y  $\Omega/2\pi = 400 \ \text{Hz}$  para la figura (b), [2.66].

La señal máxima se observó para frecuencias espaciales del patrón de interferencia bajas, y después del valor típico  $\approx L^{-1}$  la señal disminuyó (figura 2.14b). Los autores del artículo asocian este comportamiento con una influencia del grosor finito de la muestra (condiciones de frontera).

Los experimentos con iluminación adicional a los contactos de la estructura con una fuente ultravioleta (con la absorción muy alta) resultan en supresión significativa de la respuesta solo en el caso de iluminación del electrodo negativo. De aquí los autores concluyeron que el efecto estaba asociado con las propiedades de bloqueo del contacto negativo. Notemos, que este argumento es similar al usado para explicar el funcionamiento de la estructura PRIZ como un modulador espacial de luz [2.60]. Esta conclusión fue soportada también por los experimentos que utilizaron iluminación pulsada en la estructura bajo el voltaje por la intensidad uniforme –ver la figura 2.15.



Figura 2.15. Comportamiento del pulso de corriente a través de la muestra después de encender la radiación láser.  $\lambda = 0.532 \ \mu\text{m}$ ,  $I_0 = 1.5 \ \text{mW/mm}^2$ ,  $R_L = 100 \ \text{k}\Omega$ ,  $U_0$ , V: (A) 50, (B) 100, (C) 200, (D) 300, [2.66].

La forma de la respuesta eléctrica es típica para el caso de un contacto de bloqueo: primero se observa un pulso de corriente con la amplitud máxima, después, un mínimo asociado con el agotamiento del voltaje aplicado sobre el volumen principal del fotoconductor. Cuando el campo concentrado en el area de contacto de bloqueo abre a este contacto, esto da como resultado un regreso de la corriente hasta prácticamente su máximo nivel. Como podemos ver de la figura, el tiempo característico del proceso se decrementa con la intensidad de iluminación.

## 2.8. Experimentos con Observación de Foto-FEM en Estado Noestacioanrio en Estructuras de Pozos Cuánticos.

A nuestro entender, hasta el momento solo exite una memoria en extenso [2.67] y un artículo [2.68] arbitrados en donde se reportaron los resultados experimentales sobre la observación de las señales de foto-FEM no estacionaria en las estructuras de pozos cuánticos en la denominada configuración transversal, es decir, en aquella donde los electrodos se encuentran depositados en el plano de la estructura y separados entre sí por una cierta distancia *d*.

En dicho artículo, Stepanov et al. [2.68], observaron señales de foto-FEM en una super-red de GaAs/AlGaAs conformada por 100 pares de pozos/barreras (de 70 y 60 Å de grosor respectivamente); la cual se implantó con una dosis de protones  $H^+ = 2x10^{12}$  cm<sup>-2</sup> a una energía de 160 keV para volverla semi-aislante. Los electrodos eran de Au-In separados una distancia de 1.5 mm entre ellos. En los experimentos se utilizó un láser de HeNe (633 nm). Los fotoelectrones fueron determinados como los portadores dominantes, con una longitud de difusión de 1.4 ± 0.2 µm, ver la figura 2.16a. A partir de la dependencia de la amplitud de la señal de foto-FEM contra la frecuencia de modulación (figura 2.16b), el tiempo de relajación dieléctrico fue determinado como 0.05 µs para el nivel de iluminación promedio de 0.3 mW/mm<sup>2</sup>. Usando la técnica de la rejilla de fotoportadores modulada, fue también evaluada la longitud de difusión de los portadores minoritarios (huecos) como 0.6 ± 0.1 µm. Este trabajó mostró, en particular, que la técnica de FEM no estacionaria es muy prometedora para la caracterización de las estructuras de pozos cuánticos.



Figura 2.16. (a) Dependencia de la amplitud de la señal de FEM contra la frecuencia espacial, y (b) dependencia similar contra la frecuencia de modulación, [2.68].

Hasta el momento, dos tesis de doctorado se desarrollaron en el INAOE con contenido parcial en torno al efecto de foto-FEM en estructuras cuánticas longitudinales.

En una de las tesis [2.69], se analizó la generación del segundo armónico de la señal de foto-FEM en una estructura tipo p-i-n en configuración longitudinal. La región intrínseca (i) estaba conformada por una super-red de GaAs/AlGaAs de 150 periodos; conformados éstos últimos por pozos de GaAs y barreras de Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As de 100 Å y 40 Å de grosor respectivamente. La super-red estaba emparedada por buffers de Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Los resultados obtenidos de realizar mediciones de foto-FEM en estado no estacionario fueron solo los siguientes: 1) se encontró una dependencia convencional de la señal para el segundo armónico en función de la frecuencia de modulación para  $\Omega < 4$  kHz y 2) se estimó el tiempo de relajación dieléctrico  $\tau_{di} = 0.125$  ms para una intensidad de 28 mW/cm<sup>2</sup>.

En otra de las tesis, [2.70] las señales de foto-FEM se analizaron también en estructuras tipo p-i-n en la denominada configuración longitudinal. Las regiones intrínsecas de cada una de ellas estaban conformadas por una super-red. La primera de ellas consistía de una super-red de GaAs/In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.75</sub>As de 60 periodos; conformados éstos últimos por pozos de GaAs de 6 nm de grosor y barreras de In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.75</sub>As de 70 nm de grosor. La super-red estaba emparedada por buffers de GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As (crecidos a una temperatura de 300 °C) de 300 nm de grosor cada una. Inmediatamente después de los buffers se encontraban las regiones p y n. En esta muestra se realizaron experimentos de foto-FEM tanto para el primero como el segundo armónicos de la señal en función de la frecuencia de modulación de uno de los haces encargados de generar el patrón de interferencia. Los resultados obtenidos de realizar mediciones de foto-FEM en estado no estacionario fueron los siguientes: el tiempo de relajación dieléctrica fue  $\tau_{di} = 20 \ \mu s$ , la segunda frecuencia de corte de la señal de foto-FEM se asoció a la capacitancia de la muestra siendo esta de C  $\approx 500$ pF. Las mediciones de foto-FEM en función del periodo espacial arrojaron una dependencia convencional; de aquí se calculó el valor de la longitud de difusión  $L_D \approx$ 500 nm. La dependencia del segundo armónico de la señal de foto-FEM fue obtenida en fución de la frecuencia de modulación, se obtuvo una dependencia similar a la obtenida de monitorear el primer armónico. La segunda muestra utilizada en esta tesis tenía la misma conformación física para la super-red en la región itrínseca. Sin embargo, los buffers dieléctricos se modificaron de tal manera que ahora se tenían dos diferentes tipos de buffers dieléctricos emparedando a la super-red. El primer par era de 500 nm de grosor de Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, mientras que el segundo para era de 300 nm de grosor de Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As tipo p. Los resultados obtenidos de foto-FEM fueron los siguientes: el tiempo de relajación dieléctrica fue  $\tau_{di} = 40 \ \mu$ s, la segunda frecuencia de corte de la señal de foto-FEM se asoció a la capacitancia de la muestra siendo ahora esta de C ≈ 800 pF. Las mediciones de foto-FEM en función de la frecuencia espacial arrojaron una dependencia convencional; de aquí se calculó el valor de la longitud de difusión  $L_D \approx 300 \ nm$ .

# CAPITULO III

# Estructuras p-i-n de GaAs: preparación y caracterización

#### 3.1. Introducción: La Epitaxia por Haces Moleculares

Los dispositivos utilizados en el presente trabajo de tesis fueron crecidos utilizando la epitaxia por haces moleculares, MBE (por sus siglas en inglés), con el propósito de aprovechar su versatilidad de poder crecer in situ dispositivos semiaislantes [2.30]. MBE es una técnica de crecimiento de estructuras de capas delgadas que pueden constituirse por materiales semiconductores, metales o aislantes [3.1 - 3.11]. Dichas capas delgadas cristalizan como resultado de las reacciones que se llevan a cabo entre haces atómicos de los elementos constitutivos y la superficie del sustrato. En la figura 3.1, se observa un diagrama de una cámara típica de crecimiento de un sistema MBE.



Figura 3.1. Diagrama típico de una de las cámaras de un sistema MBE [3.1].

La superficie crecida es mantenida a temperaturas elevadas bajo condiciones de ultra-alto vacío (la presión es igual o menor a  $1.33 \times 10^{-7}$  Pa ó  $10^{-9}$  Torr [3.12]). El límite para la temperatura superior es restringida por la morfología de la superficie [3.13] y el límite inferior por la condición para crecer una estructura mono-cristalina [3.14]. La composición de la capa epitaxial y el nivel de dopado dependen de las razones relativas de los elementos constitutivos y dopantes que llegan al sustrato. A su vez, estos dependen de las razones de evaporación de las fuentes o celdas de efusión. La razón de crecimiento típica es de 1 µm/h (una monocapa/segundo); ésto asegura la migración superficial de las especies que llegan al sustrato.

#### 3.2. Estructuras P-I-N

Las estructuras p-i-n son dispositivos semiconductores tri-capa, conformados por una región dopada con impurezas aceptoras (tipo p), una región intrínseca (i) y una región dopada con impurezas donadoras (tipo n). En la figura 3.2 se muestra el diagrama de conformación físico de dicha estructura así como también su diagrama de bandas de energía. La región intrínseca de alta resistividad puede encontrase en grosores que varían de 1  $\mu$ m hasta 2 mm. [3.15].

La primera estructura p-i-n fue propuesta por R. N. Hall [3.16] como un rectificador de alto voltaje, ya que la región intrínseca incrementa el voltaje de ruptura cuando el dispositivo se polariza inversamente. Posteriormente, fue descubierto que el diodo p-i-n se comportaba como una resistencia lineal en el rango de frecuencias de microondas [3.17]. Hoy en día se utilizan como fotodetectores convencionales, varactores, o inclusive como fotodetectores adaptativos [3.18].

En un diodo p-i-n, la presencia de iluminación con energía  $E_g = E_c - E_v \ge \hbar \omega$ , o la de polarizado eléctrico con potencial más positivo en su ánodo que en su cátado (polarización en directa), provocará una disminución en su energía potencial total denotada por  $eV_{bi}$ . (fig. 3.2b) Dicho decremento de energía será proporcional ya sea a la irradiancia total incidente ó al voltaje aplicado al diodo. De esta manera, es posible alcanzar la así denominada condición de banda plana, en la cual  $V_{bi} \rightarrow 0$ . La polarización eléctrica con potencial más positivo en el cátodo que en el ánodo (polarización inversa) provocará un incremento en su energía potencial total.



Figura 3.2. (a) Estructura física del diodo p-i-n y (b) su diagrama de bandas de energía. E: dirección del campo eléctrico interconstruido,  $E_c$ : energía en la banda de conducción,  $E_F$ : nivel de Fermi,  $E_v$ : energía en la banda de valencia,  $V_{bi}$ : potencial interconstruido, *e*: carga eléctrica del electrón.

#### 3.3. Estructuras p-i-n de GaAs utilizadas

Las estructuras p-i-n de GaAs utilizadas en nuestro trabajo fueron crecidas en las instalaciones del Edificio de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Purdue por el Profesor Michael R. Melloch utilizando un sistema MBE tipo Varian GEN II de fuente sólida. Dichas estructuras fueron de dos tipos:

La primera de ellas consta de una super-red en su región intrínseca crecida a bajas temperaturas para realzar sus propiedades fotorrefractivas. Se procesó de tal manera que se obtuvieron estructuras que pueden utilizarse solamente en el régimen de transmisión.

El segundo tipo de estructuras posee una región intrínseca emparedada por capas crecidas a baja temperatura. Estas fueron procesadas en la denominada configuración tipo "mesa", donde el sustrato utilizado para generar la estructura no se remueve, lo que implica que experimentos de mezclado de ondas ópticas no son posibles de observar.

Los diagramas de crecimiento de las estructuras utilizadas se muestran en las figuras 3.3 y 3.4. Las estructuras "de transmisión" utilizadas ya se encontraban procesadas y listas para realizar experimentos de foto-FEM. Los diferentes procesos de fabricación involucrados en la generación de las mismas pueden verificarse en [3.19]. Aquí, solo se explicará la razón de ser de todas y cada una de las capas que conforman la totalidad de la estructura de transmisión.

$TC = 350^{\circ} C \longrightarrow$	p <sup>+</sup> -GaAs	1x10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	2000Å
	$p^+\text{-}Al_{\scriptscriptstyle 0.3}Ga_{\scriptscriptstyle 0.7}As$	$1x10^{18}cm^{-3}$	2000Å
Г	Super-red de 150	periodos	2.1 μm
$TC = 310^{\circ} C \longrightarrow$	100Å GaAs / 40Å	$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$	
L		0.2% e	exceso As
$TC = 350^{\circ} C \longrightarrow$	n-Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As	$1x10^{17}cm^{-3}$	2000Å
	n <sup>+</sup> -GaAs	$1x10^{18}cm^{-3}$	500Å
Г	n <sup>+</sup> -AlAs		200Å
$TC = 600^{\circ} C \longrightarrow$	n <sup>+</sup> -Al <sub>0.5</sub> Ga <sub>0.5</sub> As	1x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	5000Å
L	n <sup>+</sup> -GaAs	$1x10^{18}cm^{-3}$	0.75µm
	Substr (	rato n <sup>+</sup> GaAs 032995C	

Figura 3.3. Diagrama de la estructura p-i-n con una super-red en su región intrínseca y las temperaturas de crecimiento (TC) utilizadas.

La estructura mostrada en la figura 3.3 se creció en un sustrato de n<sup>+</sup>GaAs. Una capa de n<sup>+</sup>-GaAs ([Si] fue el elemento que se utilizó como dopante) de aproximadamente 7500 Å se creció con la finalidad de planarizar el sustrato y asegurar de esta manera un buen crecimiento epitaxial; la capa de n<sup>+</sup>Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As actúa como capa de frenado para cuando se realizan ataques químicos para decapado. La capa de n<sup>+</sup>AlAs de 200 Å se crece con la finalidad de utilizar otra técnica de fabricación de ser necesaria; ésta se conoce como epitaxia lift-off. La capa de n<sup>+</sup>GaAs de 500 Å de grosor juega un doble papel. El primero de ellos es el de actuar como una capa de frenado durante desgastes químicos utilizando ácido fluorhídrico; el segundo es el de funcionar como una capa espaciadora que delimitará el tamaño final de la estructura. La capa de n-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As de 2000 Å se encarga de prevenir el agotamiento de la capa dopada que fungirá como contacto eléctrico. Además, esta misma capa funciona también como capa de atrapamiento de carga. La capa electroóptica fotoconductiva fue conformada por 150 periodos de barreras de Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As y pozos de GaAs de 40 Å y 100 Å de grosor respectivamente crecidos a 310 °C. La capas p<sup>+</sup> ( [Be] fue el elemento utilizado como dopante) Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As y GaAs son las contrapartes de las capas n<sup>+</sup> cuyo funcionamiento ya fue descrito.

Por otra parte, las estructuras de tipo "mesa" fueron procesadas en su totalidad para ser empleadas en los experimentos presentados en esta tesis. Por ésta razón, se proporciona una explicación detallada de los diferentes procesos a los cuales se sometió la estructura para poder obtener los dispositivos de uso final. La estructura detallada y las temperaturas de crecimiento utilizadas se muestran en la figura 3.4.

En la estructura p-i-n, crecida específicamente para este trabajo, figura 3.4, hay dos capas cuyas temperaturas de crecimiento fueron de 350 ° C cada una.

	p⁺ GaAs	$1 x 10^{19} cm^{-3}$	0.1µm
	$i\text{-}Al_{\scriptscriptstyle 0.2}Ga_{\scriptscriptstyle 0.8}As$		20nm
$TC = 350^{\circ} C \longrightarrow$	i-GaAs		0.2µm
	i-GaAs		1µm
$TC = 350^{\circ} C \longrightarrow$	i-GaAs		0.2µm
	i-Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As		20nm
	n⁺GaAs	$1 x 10^{18} cm^{-3}$	2µm
	$n^{\text{+}}AlAs$	1x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	20nm
	$n^{\scriptscriptstyle +}Al_{\scriptscriptstyle 0.5}Ga_{\scriptscriptstyle 0.5}As$	1x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	0.4µm
	n⁺GaAs	1x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	0.5µm
	Substrato n <sup>+</sup> GaAs 041602		

Figura 3.4. Estructura p-i-n sin super-red en su región intrínseca. Nótese que solo en dos capas se utilizó una temperatura diferente a 600 °C.

El crecimiento a esta temperatura da como resultado materiales semi-aislantes, característica necesaria para generar las trampas, que a su vez, darán origen al campo de carga espacial, que en conjunción con el patrón de fotoconductividad se encargarán de generar la señal de foto-FEM. El resto de las capas fueron crecidas a 600 °C (temperatura estándar de crecimiento para MBE). El ancho de la región intrínseca es de un total de 1.44  $\mu$ m (ver figura 3.4), las capas de aluminio al 20% son para prevenir difusión de portadores de las capas n<sup>+</sup> y p<sup>+</sup>. Las tres capas localizadas inmediatamente arriba del substrato son para propósitos de procesamiento tecnológico únicamente.

Los esquemas de las estructuras de uso final (con los electrodos depositados), con las cuales se realizaron las caracterizaciones ópticas, eléctricas y de fuerza FEM, se muestran en la figura 3.5.



Figura 3.5. Estructuras procesadas y preparadas para la realización de mediciones. (a) Estructura de transmisión, (b) estructura tipo mesa. Las dimensiones no están a escala.

En el presente trabajo de tesis, se utilizaron tres estructuras hermanas (extraídas del mismo substrato y procesadas al mismo tiempo) de transmisión, las cuales fueron denominadas IL133, IL134 e IL138. Las estructuras tipo mesa fueron denominadas EHXX, donde XX hace referencia a un número progresivo exclusivamente.

Las áreas activas de forma rectangular para la super-red y la estructura tipo mesa fueron de  $0.12 \text{ cm}^2 \text{ y } 0.04 \text{ cm}^2$  respectivamente. Sus regiones intrínsecas tienen un grosor aproximado de 2.1 µm para la super-red y 1.4 µm para la estructura tipo mesa.

#### 3.4. Fabricación de las Estructuras tipo Mesa

El procedimiento llevado a cabo para la generación de las estructuras mesa de uso final consta de siete etapas, las cuales se describen a continuación:

#### **3.4.1. CORTADO DE LA OBLEA**

La estructura p-i-n tipo mesa mostrada en la figura 3.4 fue crecida por MBE en una oblea de GaAs de tres pulgadas de diámetro (figura 3.6). Esta tiene que ser cortada para poder manejarse adecuadamente, para esto, se utilizó un cortador de obleas semiconductoras del fabricante Tempress 602 Dicing Saw y el cual se encontraba ubicado en el edificio de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Purdue. Los cortes iniciales realizados a la oblea fueron hechos de tal manera que se obtuvieron cuartas partes de la misma, como lo indica la figura 3.6.



Figura 3.6. Esquema que muestra los diferentes tipos de cortes realizados a la oblea de GaAs para la obtención de los dispositivos de uso final.

A partir del cortado en cuartos, se generaron piezas rectangulares cuyas medidas fueron de 6 x 4 mm de longitud.

#### **3.4.2. LIMPIEZA DE MUESTRAS**

Posterior al cortado final de las muestras, se llevó a cabo un proceso estandarizado de limpieza en la industria de los semiconductores [3.20]. Este proceso

se encarga de remover residuos de polvo y grasa inducidos por la manipulación de las mismas; para posteriormente llevar a cabo uno de los dos procesos fotolitográficos involucrados. La etapa de limpieza se realizó utilizando el baño ultrasónico, como su nombre lo indica, un limpiador ultrasónico debe ser empleado, este fue el Ultrasonik modelo 28X. Solventes de tres diferentes tipos tales como tolueno, acetona y metanol fueron utilizados. El procedimiento es el siguiente: se utilizan cuatro vasos de precipitados de 500 ml., cada uno, tres de ellos se llenan a la mitad con uno y solo uno de los solventes anteriormente mencionados; el cuarto, se llena a tres cuartos de su capacidad con agua destilada. Los vasos contenedores de solventes se colocan adentro del baño ultrasónico, cuyo contenedor se encuentra lleno con agua al mismo nivel que poseen los solventes en los vasos de precipitados. Esto se observa con mayor claridad en la figura 3.7.



Figura 3.7. Procedimiento estándar de limpieza utilizado en la industria de los semiconductores mediante el empleo del baño ultrasónico.

La potencia y ciclo de trabajo del limpiador ultrasónico fueron configurados al 50% de sus valores máximos de operación.

Posterior a la configuración del equipo y con este último encendido, las piezas a ser limpiadas se van introduciendo sucesivamente en tolueno, acetona y metanol. Una inmersión de dos a tres minutos en cada uno de los compuestos químicos utilizados fue suficiente. Este procedimiento involucra la utilización de pinzas para la correcta manipulación de las piezas. Su inmersión y agitado en agua destilada es el último paso al que fueron sometidas antes de secarlas con nitrógeno seco (libre de humedad) de alta pureza. Cada dispositivo fue colocado inmediatamente después en una caja cuya parte inferior contenía gel transparente para evitar el movimiento de las mismas.

#### **3.4.3. PRIMER PROCESO FOTOLITOGRAFICO**

Los procesos fotolitográficos a los que se sometieron las piezas, involucran la generación de mascarillas; la primera de ellas se realizó con cinta de aislar negra de vinil para uso eléctrico de la marca 3M. Una placa de cuarzo de 10 x 10 cms., fungió como medio de adhesión de las máscaras. La alineación de la máscara con la pieza en donde se desea hacer el grabado se realizó utilizando un alineador de mascarillas. Este equipo, incorpora una lámpara de mercurio de 350 W, un obturador controlado manualmente (el cual permite realizar exposiciones temporizadas de la radiación ultravioleta) y un sistema de posicionamiento de tres grados de libertad.

La resina AZ1518, de tipo positiva, fue utilizada para sensibilizar a la muestra, (en este tipo de resina, la parte protegida a la radiación ultravioleta es la parte soluble al revelador); ésta requiere de un precocido y un postcocido para su adecuado desempeño; (el precocido y postcocido se realizan utilizando una parilla eléctrica con control de temperatura precanlentada a una temperatura de 100 °C y 115 °C respectivamente por un lapso de cincuenta segundos). El precocido tiene como función principal la eliminación de humedad residual y la homogenización de la fotoresina.

Para garantizar una buena adherencia de la resina sobre la muestra, ésta debe calentarse por diez minutos a una temperatura de 120 °C en la parilla eléctrica. Después de esto, se le vertió la resina y fue sometida a centrifugación a 4000 rpm por 30 segundos; esto se realiza para obtener una capa uniforme de resina sobre la muestra. Posterior al centrifugado, se realizó una inspección visual a la muestra utilizando un microscopio óptico cuya magnificación máxima era de 4X para verificar

la uniformidad de la resina y/o presencia de partículas extrañas en la misma que pudieran degradar el proceso fotolitográfico. Una inspección satisfactoria, conllevaba a la realización del precocido mencionado anteriormente.



Figura 3.8. Proceso fotolitográfico que muestra la colocación de la mascarilla sobre el chip a ser trabajado. El alineador de mascarillas, no mostrado en la figura y que manipula a la placa de cuarzo, se encarga de colocar la mascarilla en la posición deseada del chip.

Posterior a esto, se realiza la exposición a la radiación ultravioleta utilizando la lámpara de mercurio incorporada en el alineador de mascarillas (la lámpara emite en un rango de longitudes de onda comprendidas entre 350 nm y 450 nm) por quince segundos. Posterior a la exposición con la luz, se procedió a revelar la muestra. El compuesto químico utilizado como medio de revelado fue acetona; la cual se vertió en un vaso de precipitados de 500 ml. El tiempo de revelado fue de aproximadamente sesenta segundos con agitación manual al vaso de precipitados; transcurrido este tiempo, se analizó la muestra a simple vista para verificar la calidad del revelado, si era satisfactorio, se procedía entonces a enjuagar la muestra con agua desionizada para dejarlas secar por si solas. Este procedimiento se llevó a cabo para treinta muestras.

Posterior a esto, se procedió a realizar un postcocido para darle completa dureza a la resina y proceder entonces a realizar el ataque químico para poder generar la estructura mesa.

#### 3.4.4. ATAQUE QUÍMICO

El desgaste químico tiene como finalidad obtener la estructura mostrada en la figura 3.9, en donde las partes sombreadas indican las partes removidas en este proceso.



Figura 3.9. Generación de la estructura mesa utilizando ataque químico. La parte sombreada indica las partes que se removieron con el ataque químico.

Las sustancias químicas utilizadas en esta etapa fueron las siguientes: ácido fosfórico (H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>), peróxido de hidrógeno (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) y agua (H<sub>2</sub>O) mezcladas en una razón de 3:1:50 respectivamente por volumen. A estas concentraciones, la razón de desgaste es de aproximadamente 1 nm/segundo [3.21]; esto implica que las muestras deben permanecer en la solución por cuarenta y dos minutos y veinte segundos aproximadamente, esto último si se desea obtener una profundidad de desgaste de ~ 2.54  $\mu$ m. A este desgaste, nos encontramos aproximadamente a la mitad de la capa de n<sup>+</sup>GaAs de 2  $\mu$ m de espesor; esto puede verse más claramente en la figura 3.9. Una vez finalizado el tiempo de inmersión, cada muestra es enjuagada con agua desionizada para someterse inmediatamente a un secado con nitrógeno y guardarse inmediatamente en una caja plástica cuya parte inferior poseía gel antiderrapante.

Inicialmente, tres muestras fueron sometidas a prueba para verificar la profundidad del desgaste con el tiempo de inmersión antes mencionado. Esta profundidad, se cuantificó utilizando un perfilómetro automático Tencor Alphastep 200 ubicado en el edificio de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Purdue. Los

estudios de perfilometría requieren que la resina inicialmente depositada para la protección de una sección del espécimen sea removida completamente. Esto se llevó a cabo utilizando el baño ultrasónico a base de acetona. Concluido el proceso de remoción de la resina, se analizaron las profundidades del escalón generado por el desgaste químico para tres dispositivos que habían sido sometidos a inmersiones de 43, 46 y 49 minutos respectivamente. Los análisis de perfilometría se muestran en la figura 3.10.



Figura 3.10. Profundidades de desgaste obtenidas con diferentes tiempos de inmersión: (a)-43, (b)-46 y (c)-49 minutos.

Los desgastes presentados en la figura 3.10 muestran que cualquiera de los tres tiempos de inmersión utilizados proporcionarán profundidades de escalón que yacen dentro del valor requerido (ver figura 3.9); por lo tanto, y para criterios de uniformidad, se realizó el ataque químico para las muestras restantes utilizando tiempos de inmersión de 46 minutos. Es necesario mencionar aquí, que cada una de las muestras desgastadas químicamente fue sometida a estudios de perfilometría para verificar la profundidad del escalón generado. La profundidad de desgaste para cada una de las muestras procesadas se puede consultar en el apéndice B. Una de las

muestras, se sometió a menos tiempo de inmersión, esto con el fin de verificar que las cosas se estuvieran realizando de manera correcta. Posterior a los estudios de perfilometría, se procedió a realizar nuevamente un procedimiento de limpieza a base de tolueno, acetona, metanol y agua desionizada. Esto con la finalidad de preparar a las muestras para realizar en ellas el segundo proceso fotolitográfico, cuyo último fin fue el de generar los contactos eléctricos mediante evaporación de oro a las muestras.

#### 3.4.5. SEGUNDO PROCESO FOTOLITOGRAFICO

En este proceso se definieron las ventanas necesarias para evaporar oro y poder generar los electrodos, el procedimiento es el mismo que para el primer proceso fotolitrográfico. El único cambio que existe es la modificación de la mascarilla, esta ahora se realizo con el software denominado Corel Draw.

#### **3.4.6. EVAPORACION DE ELECTRODOS**

Para que la estructura tenga contacto con el mundo exterior, se le evaporaron electrodos de oro. Las películas de oro depositadas fueron de un grosor de 100nm. Los electrodos ya depositados se muestran en la figura 3.11.



Figura 3.11 Estructura p-i-n con electrodos de oro y forma rectangular ya depositados.

La evaporadora térmica utilizada para tal fin fue una del fabricante NRC ubicada en el edificio de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Purdue. La razón de depositado fue de 1 nm/segundo.

#### 3.4.7. CONTACTO ELECTRICO Y ENCAPSULAMIENTO

Para poder interconectar la muestra con otros dispositivos, se procedió a colocar un alambre de cobre y pintura de plata sobre el electrodo de oro. Los alambres fueron conectados posteriormente a conectores tipo BNC hembra. Esto puede verse más claramente en la figura 3.12.



Figura 3.12. Dispositivo terminado para su uso como detector de foto-FEM.

#### 3.5. Implantación con Protones

Los dispositivos generados como estructuras mesa tuvieron que ser implantados con protones (es decir, con iones de hidrógeno) para poder observar las corrientes eléctricas no estacionarias generadas por foto-FEM. Esto se determinó después de haber realizado mediciones preliminares para la observación de las susodichas corrientes, estas últimas para las muestras sin implantar presentaron comportamientos erráticos, es decir, oscilaciones con profundidades de modulación cercanas a la unidad. La hipótesis de que la carga debe de atraparse en la interfase que comprenden las regiones p-i ó i-n y no solo en la región intrínseca (i), se refuerza con las mediciones de foto-FEM realizadas en los dispositivos implantados. En la tabla 3.1 se observan las dosis de protones utilizadas así como un nombre asignado a cada una de las muestras con la finalidad de identificarlas rápidamente. La energía de implantación utilizada fue de 180 keV; debido a que la penetración de los protones es de 1.45  $\mu$ m ± 0.22  $\mu$ m [3.22].

Dosis de protones H <sup>+</sup> ,	Nombre
(cm <sup>-2</sup> ) @ 180 keV	de la muestra
$1 \ge 10^{11}$	EH04, EH08
$5 \ge 10^{11}$	EH03, EH09
$1 \ge 10^{12}$	EH13, EH17
$3 \ge 10^{12}$	EH14, EH31
$7 \ge 10^{12}$	EH26, EH32
$1 \ge 10^{13}$	EH12, EH15

Tabla 3.1. Dosis de protones utilizadas para la implantación de las estructuras mesa.

\_

Tabla 3.2. Concentración de centros donadores y aceptores generados en las estructuras tipo mesa en función de la dosis de implantación de protones.

Dosis de protones H <sup>+</sup> ,	Concentración de centros
cm <sup>-2</sup> @ 180keV	$N_{\rm D}, N_{\rm A}  ({\rm cm}^{-3})$
$1 \ge 10^{11}$	$2.5 x 10^{15} < N_D < 3.8 x 10^{16}$
	$8.4 x 10^{14} < N_A < \!\! 3.8 x 10^{16}$
$5 \ge 10^{11}$	$1.3 x 10^{16} < N_D < \!\! 1.9 x 10^{17}$
	$4.2x10^{15} < N_A < \!\! 1.9x10^{17}$
$1 \ge 10^{12}$	$2.5 x 10^{16} < N_D < \!\! 3.8 x 10^{17}$
	$8.4 x 10^{15} < N_A < \!\! 3.8 x 10^{17}$
$3 \ge 10^{12}$	$7.6 x 10^{16} < N_D < 1.13 x 10^{18}$
	$2.5 x 10^{16} < N_A < \!\! 1.13 x 10^{18}$
$7 \ge 10^{12}$	$1.8 x 10^{17} < N_D < \!\! 2.65 x 10^{18}$
	$5.9 x 10^{16} < N_A < \!\! 2.65 x 10^{18}$
$1 \ge 10^{13}$	$2.5 x 10^{17} < N_D < \!\! 3.8 x 10^{18}$
	$8.4x10^{16}{<}N_A{<}3.8x10^{18}$

 $Las \ dosis \ de \ protones \ indicadas \ en \ la \ tabla \ 3.1 \ generan \ por \ remoción \ de \ los \ átomos \ huésped, \ los \ centros \ donadores \ y \ aceptores \ con \ densidades \ N_D \ y \ N_A$ 

respectivamente, y que están acotados en los rangos mostrados en la tabla 3.2.[3.23 - 3.25].

La estructura que consta de una super-red en la región intrínseca, y cuyos buffers dieléctricos fueron crecidos a 350 °C, poseen una densidad de trampas (centros de nivel energético profundo) comprendida entre  $3 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> y 5 x  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, [3.26, 3.27]. Para las regiones crecidas a 310 °C, la densidad de trampas yace en el rango de 2 x  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> [3.27]. Las dosis de protones que proporcionan una cantidad similar de trampas se encuentran comprendidas entre los valores de  $1 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> y  $3 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>, ver tabla 3.2. Este fue el motivo por el cual se utilizaron las dosis de protones listadas en la tabla 3.1.

Por otra parte, la magnitud del campo eléctrico de saturación,  $E_q = eN_A^0/K\varepsilon\varepsilon_0$ proporcionará la información necesaria para determinar si la formación de las señales de foto-FEM se ven influenciadas o no por la saturación de las trampas [3.28]. En la figura 3.13, se observan las magnitudes de los campos eléctricos  $E_q$  y  $E_D$  que se generan en las estructuras bajo consideración en función del periodo espacial de la rejilla.

El régimen de saturación de trampas empezará a ser notorio cuando  $E_q \le 10E_0$ , 10 $E_D$ . Esto solo se cumple si y solo si, se trabaja con periodos espaciales menores a dos micrómetros.

La figura 3.13 muestra que el campo  $E_q$ , es de por lo menos un orden de magnitud mayor que el campo inter-construido para periodos espaciales de 1 µm, y que esta diferencia se acentúa con respecto al campo de difusión  $E_D$ ; haciéndose inclusive una diferencia de aproximadamente seis órdenes de magnitud entre  $E_D$  y  $E_q$ para periodos espaciales de 200 µm.



Figura 3.13. Magnitud de los diferentes campos eléctricos generados en las muestras bajo análisis en función del periodo espacial de la rejilla. (1) Representa al campo de difusión, (2-6) son los campos de saturación  $E_{qi}$  para las concentraciones promedio de trampas presentadas en la tabla 3.2.  $E_{bi}$  es el campo eléctrico inter-construido en las estructuras p-i-n.

### 3.6. Caracterización Óptica

La caracterización óptica abarcó estudios de espectroscopía óptica por modulación, espectroscopía convencional y mediciones de foto-corriente inducidas por la modulación de la amplitud de la radiación láser incidente en la muestra en función de la frecuencia.

#### 3.6.1. Espectroscopía Óptica por Modulación

Los fenómenos asociados con las transiciones ópticas inter-bandas en materiales semiconductores, pueden producir señales opacadas por ruidos de fondo. Este último es incluso capaz de ocultar completamente el fenómeno a ser investigado. Una técnica de alta versatilidad para solventar este tipo de problemas, es el empleo de la espectroscopía por modulación. En este caso, se mide la derivada de la respuesta en vez de la respuesta por sí misma, en particular,  $\Delta T/T$  o  $\Delta R/R$ , donde T y R se refieren a la transmitancia y reflectancia respectivamente de la muestra bajo análisis [3.29].

La espectroscopía por modulación, se lleva a cabo mediante la variación de un parámetro interno o externo de la muestra a ser analizada. Una modulación interna requiere de una perturbación de la estructura de bandas de energía de la muestra, y esto se puede lograr mediante la aplicación de estrés mecánico, campo eléctrico (electro-modulación), luz (foto-modulación), campo magnético o incluso temperatura. Una modulación externa puede llevarse a cabo mediante la variación de la longitud de onda que esta incidiendo sobre el espécimen. De la amplia gama de modulaciones internas, la foto-modulación se utilizó para detectar las transiciones excitónicas en las estructuras cuánticas utilizadas. En éste método, portadores de carga libre se generan mediante la aplicación de radiación láser con energía del fotón mayores a la energía de la banda prohibida del semiconductor bajo análisis. Los foto-portadores así generados inducirán la así llamada condición de banda plana en la estructura p-i-n; ésta condición, a su vez, causará un corrimiento hacia el azul de los excitones ya de por si desplazados hacia el rojo debido al efecto Stark [3.30]. En la figura 3.14, se muestra el arreglo experimental utilizado en esta tesis para realizar la espectroscopía por foto-modulación.



Figura 3.14. Arreglo óptico utilizado para realizar espectroscopía por fotomodulación.

El láser de He-Ne, con una longitud de onda de emisión de 632.8 nm, se encargó de inducir la perturbación externa. La lámpara de cuarzo genera un espectro continuo en el rango de longitudes de onda de 600 nm a 1100 nm. El monocromador de doble rejilla selecciona la longitud de onda de salida que se manipula con una lente positiva para hacerla incidir en la muestra. Un filtro óptico pasa-altas se encarga de eliminar posible contaminación lumínica del láser de He-Ne. Por último, la radiación es detectada con un fotodetector tipo p-i-n mediante un amplificador lock-in. El espectro de transmitancia diferencial normalizada obtenido para la super-red se muestra en la figura 3.15.



Figura 3.15. Espectro de transmitancia diferencial normalizada de la muestra con super-red obtenido mediante la espectroscopía por foto-modulación.

En la figura 3.15, pueden observarse estados ligados (excitones) debidos al confinamiento cuántico inducido por la presencia de la super-red en la región intrínseca. La atracción de Coulomb juega un papel crítico para la existencia de dichos excitones, los cuales han sido generados por la absorción de fotones. La existencia de huecos pesados y ligeros en el GaAs dan origen a la gráfica de la figura 3.15 donde se observan claramente las resonancias excitónicas para ambas clases de huecos. El hueco ligero tiene su pico alrededor de los 840 nm, mientras que el pesado tiene su pico alrededor de los 847 nm. Los excitones, para muestras de volumen de GaAs, tienen una energía de ligado de aproximadamente 4.2 meV [3.31] con un diámetro correspondiente de 300 Å. Los excitones en medios de volumen son

fácilmente destruidos como consecuencia de su interacción con los fonones generados por vibraciones térmicas en la misma red cristalina; sin embargo, en una estructura cuántica, estos excitones son comprimidos, elevando de esta manera su energía de ligado, haciendo posible su detección incluso a temperatura ambiente. En una superred de GaAs/AlGaAs se puede alcanzar un grado de confinamiento del 250% [3.31].

A partir de los datos de la figura 3.15 es posible calcular el cambio en el coeficiente de absorción dado por

$$\Delta \alpha = -\frac{1}{L} \ln \left( 1 + \frac{\Delta T}{T} \right), \tag{3.1}$$

donde L es el grosor de la capa electro-óptica que en este caso corresponde al grosor de la región intrínseca. Así, los cambios en el coeficiente de absorción inducirán cambios en el índice de refracción, lo cual se establece por las relaciones de Kramers-Kronig [3.32, 3.33].

$$\Delta n(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi^2} P_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(s)}{s^2 - \lambda^2} ds, \qquad (3.2a)$$

$$\Delta \alpha(\lambda) = -8P \int_{0}^{\infty} \frac{\Delta n(s)}{s^{2} - \lambda^{2}} ds .$$
(3.2b)

En experimentos de mezcla de ondas ópticas los valores  $\Delta n(\lambda)$  y  $\Delta \alpha(\lambda)$  son de capital importancia para cálculos de la así llamada eficiencia de difracción, parámetro encargado de cuantificar la razón de la intensidad difractada a la intensidad transmitida [3.34].

#### 3.6.2. Espectroscopía Convencional

La espectroscopía convencional, se utilizó para determinar cualitativamente la eficiencia cuántica de las transiciones ópticas de las muestras a ser estudiadas, incluso, la super-red fue sometida a dichos estudios.

Las propiedades fotoconductivas de las estructuras p-i-n son de gran importancia en el presente trabajo de tesis. La fotoconductividad puede analizarse en función de varios parámetros dependiendo de la información que se desee averiguar, y en particular, se puede obtener su dependencia espectral (es decir, la dependencia en función de la longitud de onda). Esta dependencia se obtuvo utilizando la configuración óptica que se muestra en la figura 3.16.



Figura 3.16 Arreglo óptico utilizado para realizar mediciones espectrales de fotoconductividad en las estructuras estudiadas.

Como puede verse, ésta, es una configuración óptica derivada de la que se describió en la figura 3.14. La radiación presente en la salida del monocromador se absorberá por la muestra generando una fotocorriente que fluye a través de una resistencia de carga y que se detectó utilizando un amplificador lock-in modelo SR810. Los espectros de foto-corriente de las muestras implantadas con protones se muestran en las gráficas de la figura 3.17.



Figura 3.17. Espectroscopía de la foto-corriente que fluye en las muestras implantadas.
Como se puede ver, el incremento en la dosis de protones H<sup>+</sup>, disminuye la foto-corriente total de la muestra, esto es una consecuencia de la reducción del producto  $\mu\tau$  (movilidad-tiempo de vida de fotoportadores) de los dispositivos analizados. Consecuencia de ésta reducción, es la observación de absorción excitónica resonante a temperatura ambiente en las muestras implantadas con las dosis de protones de  $3x10^{12}$  cm<sup>-2</sup>,  $7x10^{12}$  cm<sup>-2</sup> y  $1x10^{13}$  cm<sup>-2</sup>. Este confinamiento cuántico solo se puede observar a bajas temperaturas en muestras de volumen da GaAs [3.35]. Obsérvese también, que el extremo fundamental de absorción ha sufrido un corrimiento hacia el rojo, esto se debe a que los espectros fueron tomados a temperatura ambiente (T<sub>A</sub> = 300 K = 27 °C) [3.36].

La figura 3.18 muestra el espectro de fotocorriente de la muestra con una super-red embebida en su región intrínseca.



Figura 3.18. Dependencia espectral de la foto-corriente en la muestra con super-red denominada IL134. Las regiones encerradas en círculos indican las transiciones excitónicas.

Obsérvese como es posible apreciar los picos excitónicos (mediciones realizadas a temperatura ambiente); Sin embargo, no con la suficiente resolución como aquellos mostrados en la figura 3.15 y que se obtuvieron utilizando la

espectroscopía por foto-modulación. En la figura 3.18 se pueden ver también una serie de escalones los cuales corresponden a las transiciones permitidas entre estados cuantizados de electrones y huecos [3.39].

#### 3.6.3. Foto-corriente por modulación de amplitud

La obtención de cantidades físicas como lo es la foto-corriente inducida por la modulación de la amplitud de la radiación láser incidente en la muestra en función de la frecuencia, permite distinguir al tipo de portador de carga eléctrica involucrado en el proceso de conducción; además de proporcionar información acerca del tiempo de vida de los foto-portadores involucrados [3.38]. En la figura 3.19 se muestra el arreglo óptico utilizado para monitorear la foto-corriente de las estructuras con super-red embebida en su región intrínseca.



Figura 3.19. Sistema óptico experimental utilizado para medir la foto-corriente generada por radiación láser modulada en amplitud. EOM: modulador electro-óptico configurado como modulador de amplitud.

En la figura 3.20 se muestra la gráfica de la foto-corriente como función de la la frecuencia para una de las estructura p-i-n utilizadas. Esta muestra que la relajación de foto-portadores no se genera al menos hasta 1 MHz. De hecho, los materiales crecidos a baja temperatura poseen tiempos de vida ultracortos [2.25], lo que los ha posicionado como elementos bastante atractivos para ser utilizados como generadores de ondas electromagnéticas en el rango de los Terahertz, detectores ultra-rápidos y absorbedores saturables en láseres de amarre de modos [3.39 - 3.41].



Figura 3.20. Foto-corriente versus frecuencia de modulación de la radiación láser. La longitud de onda de trabajo fue de 845 nm.

#### 3.7. Producto movilidad-tiempo de vida de portadores foto-excitados

La versatilidad del amplificador lock-in utilizado, permitió realizar mediciones de corriente eléctrica generada por la muestra conforme se variaba la irradiancia total incidente a la misma. Esta caracterización proporcionó el producto movilidad-tiempo de vida ( $\mu \tau$ ) de los foto-portadores involucrados en el proceso de conducción eléctrica. El arreglo óptico utilizado para cuantificar estos productos se muestra en la figura 3.21.



Figura 3.21. Arreglo óptico utilizado para obtener la foto-corriente y el foto-voltaje de las estructuras mesa. FDN: filtro óptico variable de densidad neutra.



Figura 3.22. Datos experimentales de la foto-corriente generada en la estructura mesa con una dosis de implantación de protones de  $H^+ = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .  $\Omega/2\pi$  : (**I**)-100, (**A**)-200 y (**O**)-400 Hz.

La presencia de un filtro óptico variable de densidad neutra permitió obtener los cambios en la irradiancia total incidente en la muestra a ser analizada. El producto  $\mu\tau$  se obtuvo a partir de cuantificar la pendiente del ajuste a una línea recta de las dependencias experimentales obtenidas mediante el empleo del arreglo óptico mostrado en la figura 3.21, esto puede verse en la gráfica de la figura 3.22 para la muestra cuya dosis de implantación fue de H<sup>+</sup> = 1x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>. Los datos que se muestran en la gráfica corresponden a tres diferentes frecuencias de chopeo.

Se obtuvieron los productos  $\mu\tau$  para las estructuras no implantadas, las implantadas y la super-red. Este producto para los dispositivos tipo mesa implantados se muestra en la figura 3.23. Para la muestra no-implantada (EH07), el producto  $\mu\tau$  = 9x10<sup>-5</sup> cm<sup>2</sup>/V, y para la super-red IL134 el producto  $\mu\tau$  = 33x10<sup>-9</sup> cm<sup>2</sup>/V.



Figura 3.23. Producto movilidad-tiempo de vida para las estructuras mesa implantadas con protones.

Se hace necesario mencionar aquí lo siguiente: el tiempo de vida de fotoportadores para las dosis de protones utilizadas  $(1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \le \text{H}^+ \le 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2})$ , esta comprendido en el rango 10 ps  $\le \tau \le 300$  ps [3.42]. Esto se observa claramente en la figura 3.24 obtenida de la referencia [3.42].



Figura 3.24. Tiempo de vida electrónico en función de la dosis de protones.

La gráfica de la figura 3.24 indica una reducción en el tiempo de vida de fotoportadores de aproximadamente 1.3 órdenes de magnitud para las dosis de protones utilizados en la implantación de los dispositivos mesa. Sin embargo, el producto  $\mu\tau$ mostrado en la figura 3.23 indica un cambio de dos órdenes de magnitud para las dosis de protones utilizadas. Es menester dar un análisis de la discrepancia de estas reducciones. Dos regiones se distinguen claramente en la figura 3.23, para las dosis de protones H<sup>+</sup>  $\leq 1 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>, el producto  $\mu\tau$  es prácticamente constante, de hecho, la movilidad de los portadores involucrados no disminuye más del 20% [3.43] para esta región. Sin embargo, para la región donde la dosis de protones H<sup>+</sup>  $\geq 1 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>, tanto el tiempo de vida como la movilidad sufren cambios bastante pronunciados. La movilidad de los portadores en esta región puede variar incluso hasta en un 70% [3.43].

Por otra parte, el arreglo de la figura 3.21 permitió también obtener la irradiancia para la cual las estructuras se encontraban en la así denominada condición de banda plana. Este valor de irradiancia resultó ser de ~ 4 mW/cm<sup>2</sup>.

#### 3.8. Caracterización Eléctrica

En la caracterización eléctrica de las estructuras mesa se incluyen mediciones de corriente-voltaje, capacitancia y permitividad relativa. Se incluye también en esta sección la respuesta en frecuencia de las estructuras con una super-red embebida en su región intrínseca.

#### 3.8.1. Curvas corriente-voltaje de las estructuras mesa

La obtención de las curvas corriente-voltaje (I-V) para los dispositivos implantados fue realizada con la finalidad de obtener resultados cualitativos de la modificación del potencial interconstruido conforme se variaba la dosis de protones. El circuito utilizado y los resultados experimentales obtenidos de monitorear dicho comportamiento se muestran en la figura 3.25(a) y 3.25(b) respectivamente.

El voltaje en la estructura p-i-n se mide con un voltímetro de alta impedancia para evitar errores por efectos de carga. La corriente que circula por el circuito se monitoreo con un amperímetro digital.

Se puede observar que las dosis de protones utilizadas cambian el potencial interconstruido de la muestra con respecto a aquella que no fue implantada; pero los datos obtenidos para las muestras con diferentes dosis de implantación no permiten predecir un comportamiento sobre la modificación del potencial interconstruido, de hecho, para propósito prácticos, se pude decir que para las muestras implantadas con las dosis señaladas, el potencial interconstruido no se modifica.



Figura 3.25. (a) Circuito eléctrico utilizado para medir las curvas corriente-voltaje de las estructuras tipo mesa. A : amperímetro, V: voltímetro. (b) Curvas corriente voltaje para los dispositivos implantados.

El análisis de los datos obtenidos permite suponer que la implantación de protones cambia de manera despreciable el campo eléctrico inter-construido, y que también fue comprobado mediante la obtención del parámetro  $1/C^2$  en función del voltaje aplicado a las muestras. Esta última caracterización arrojó un valor del potencial inter-construido de aproximadamente 1.25V.

#### **3.8.2.** Capacitancia y Permitividad Relativa de las estructura mesa

La capacitancia de las muestras implantadas con protones también fue obtenida. Esta se monitoreo utilizando el medidor de impedancias de la marca Boonton. Los valores que se obtuvieron se muestran en la gráfica de la figura 3.26. La capacitancia de la estructura que embebía una super-red en su región intrínseca fue de  $C_{IL134} \approx 408$  pF.

El valor de la capacitancia, permitió obtener el valor de la permitividad relativa de las muestras implantadas a partir de la siguiente relación

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon' A / d , \qquad (3.3)$$

donde *C* es la capacitancia de la muestra,  $\varepsilon_0$  es la permitividad del espacio libre,  $\varepsilon'$  es la permitividad relativa equivalente de la muestra, *A* es el área del dispositivo y *d* es el espesor que toma en cuenta a los grosores de las capas buffer e intrínseca. Los valores calculados para la permitividad relativa equivalente se muestran en la figura 3.26. El valor más aceptado para la constante dieléctrica de GaAs estándar es de 12.85 [3.44]. Mediciones realizadas a tres muestras no implantadas arrojaron un valor promedio para la permitividad relativa de 16.76.



Figura 3.26. Capacitancias y permitividades dieléctricas de las estructuras mesa implantadas con protones.

Ahora, si se considera que las permitividades relativas y áreas de sección transversal de las regiones intrínsecas y de las capas buffer como iguales, se puede encontrar una relación funcional entre las diferentes capacidades de la estructura p-in. Así,

$$C_l = \frac{d_i}{d_l} C_i, \tag{3.4}$$

donde  $C_l$  y  $C_i$  son las capacitancias de la capa buffer y de la región intrínseca respectivamente,  $d_l$  y  $d_i$  son los grosores de dichas capas. Además, las estructuras utilizadas pueden modelarse como elementos discretos, de tal manera que la capacitancia total de la estructura p-i-n puede modelarse con una conexión en serie de capacitores. El análisis pertinente proporciona como resultado que las capacitancias de las capas buffer y de la región intrínseca están relacionadas a la capacitancia total mediante las siguientes formas funcionales:

$$C_l = \frac{2d_l + d_i}{d_l} C_T , \qquad (3.5)$$

$$C_i = \left(1 + \frac{2d_l}{d_i}\right) C_T, \qquad (3.6)$$

donde  $C_T$  es la capacitancia medida en los extremos de la estructura p-i-n en oscuridad mediante el empleo de un medidor de capacitancias.

En la tabla 3 se muestra el valor de las capacitancias obtenido de utilizar las ecuaciones 3.5 y 3.6.

Capacitancia	Dispositivo con super-red	Dispositivos implantados
$C_T$	408 pF	360 pF
$C_i$	405.7 pF	363.3 pF
$C_l$	5.1 nF	25.2 nF

Tabla 3.3. Capacitancias de las capas buffer e intrínseca de las muestras utilizadas.

Ahora, la dependencia de la capacitancia de las estructuras en función del voltaje aplicado permitió obtener la curva C<sup>-2</sup>-V. A partir de la cual se logró obtener el valor del potencial interconstruido de la muestra [1.12], el cual resultó ser de un valor de ~ 1.25V (figura 3.27).



Figura 3.27. Obtención del potencial interconstruido de las estructuras EH's. La intersección de la línea punteada con el eje de las abscisas indica dicho potencial. (•)  $H^+ = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , (+)  $H^+ = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

#### 3.8.3. Respuesta en frecuencia de las estructuras

Debido a que las estructuras p-i-n utilizadas pueden modelarse como una conexión en serie de circuitos RC, entonces, es posible cotejar la capacitancia en oscuridad obtenida en la sección anterior utilizando un método indirecto para ello. Este consiste en utilizar a la muestra como parte de un circuito diferenciador, éste se muestra en la figura 3.28a. La resistencia de 100 k $\Omega$  se utiliza como elemento limitador de corriente, mientras que la resistencia de 4.7 k $\Omega$  garantiza una impedancia de entrada baja "vista" por el amplificador de ganancia unitaria. La salida de este acoplador de impedancias se conecta directamente al osciloscopio. El voltaje de excitación V<sub>in</sub> representa a un generador de funciones programado para entregar una onda senoidal de frecuencia angular variable. Los datos obtenidos, a partir de realizar

un barrido en frecuencias desde 1 Hz hasta 1 MHz se pueden ver en la gráfica de la figura 3.28b.



Figura 3.28. Respuesta en frecuencia de la estructura p-i-n con super-red en la región intrínseca. (a) Circuito electrónico utilizado. (b) Gráfica de la función de transferencia  $(\Delta)$  y los datos experimentales ( $\bullet$ ).

La función de transferencia del circuito mostrado en la figura 3.28a es

$$\left|\frac{V_{0}}{V_{i}}\right| = \frac{R_{2}}{\sqrt{(R_{1} + R_{2})^{2} + (\omega CR_{1}R_{2})^{2}}},$$
(3.3)

donde  $C \approx 408$  pF, es el valor de capacitancia obtenido en la sección anterior. La gráfica de la ecuación 3.3 se muestra también en la figura 3.28; nótese la alta correspondencia de las frecuencias de corte de las dos gráficas. Esta es una manera de corroborar el valor de la capacitancia obtenida en la sección 3.8.2.

## CAPITULO IV

## Investigación experimental de Foto-FEM en estado no estacionario

#### 4.1. Introducción

En este capítulo se presentan las investigaciones experimentales de las señales generadas por foto-FEM en función de varios parámetros, tales como: amplitud de modulación, frecuencia de modulación, periodo espacial y campo eléctrico aplicado. El análisis de estas dependencias proporciona la posibilidad de realizar una evaluación cualitativa y cuantitativa de los parámetros principales de las estructuras bajo investigación y la información necesaria para el desarrollo de fotodetectores adaptativos.

## 4.2. Arreglos ópticos experimentales utilizados para la detección de foto-FEM

Los arreglos ópticos utilizados para investigar corrientes eléctricas de foto-FEM resonante y no-resonante se muestran en las figuras 4.1 y 4.2 respectivamente. En ambas configuraciones se utilizaron interferómetros Mach Zender modificados. Foto-FEM resonante debe su nombre a la generación de corrientes eléctricas utilizando radiación láser cuyo pico de emisión (845 nm) yace alrededor del pico de absorción excitónica. Foto-FEM no-resonante se induce iluminando la muestra a una longitud de onda fuera del pico excitónico (532 nm en nuestro caso).

El arreglo mostrado en la figura 4.1, tiene como fuente de iluminación un diodo láser sintonizable de onda continua en el rango de longitudes de onda infrarrojas del fabricante Newport. El arreglo óptico es capaz de obtener barridos en frecuencias espaciales comprendidas en el rango  $1.25 \times 10^4$  mm<sup>-1</sup> < *K* <  $1.25 \times 10^3$  mm<sup>-1</sup>

 $(0.5 \ \mu m < \Lambda < 5 \ \mu m)$ . Esta sintonización de frecuencias es posible mediante la rotación del espejo M2 sobre su propio eje; esto a su vez se traduce en cambios en el ángulo  $\theta$  mostrado en la figura 4.1. En este arreglo, los haces de la radiación láser que inciden en la muestra no se colimaron, y debido a que la forma del haz era elíptico, fue necesaria la realización de una caracterización espacial de los mismos; esta se presenta en el apéndice B. A partir de este análisis, se obtuvo el área efectiva de iluminación en la muestra y que fue de ~0.14 cm<sup>2</sup>.



Figura 4.1. Arreglo óptico utilizado para la caracterización de las señales generadas por foto-FEM resonante a  $\lambda = 845$  nm. BS1, BS2: divisores de haz.

En el arreglo mostrado en la figura 4.2, la radiación óptica coherente fue suministrada por un láser Verdi V-5 de Neodimio Vanadato (Nd:YVO). Este es un láser de estado sólido, de alta potencia, de onda continua y bombeado por diodo.



Figura 4.2. Arreglo óptico utilizado para la caracterización de las señales generadas por foto-FEM no resonante utilizando una longitud de onda  $\lambda = 532$  nm.

El arreglo óptico es capaz de realizar barridos en frecuencias espaciales comprendidas en el rango  $1.25 \times 10^3$  mm<sup>-1</sup> < *K* < 31.4 mm<sup>-1</sup>, (5 µm< A< 200 µm). El espejo M2 posee dos etapas de movimiento para poder generar los periodos espaciales antes mencionados. Los haces a las salidas del modulador electro-óptico (EOM) y del espejo M1 se coliman mediante la utilización de objetivos de microscopio (MO1, MO2), microaberturas (MA) y lentes convergentes (L1, L2) para producir una iluminación homogénea que se encargue de cubrir la ventana óptica efectiva de los dispositivos utilizados.

La señal de foto-FEM se extrae de la resistencia de carga  $R_L$  como un voltaje y se inyecta al amplificador lock-in. La señal se mide en segundo armónico debido a la simetría de la configuración óptica que se esta utilizando. Señales en el primer armónico de la señal de modulación son también posibles de medir si la muestra bajo análisis se rota horizontalmente alrededor del bisector del ángulo  $\theta$  que subtienden los haces que generan el patrón de interferencia sobre la muestra [2.61].

#### 4.3. Señales de Foto-FEM en función de la amplitud de modulación

Antes de presentar los resultados experimentales de esta sección, se hace mención aquí de que las corrientes eléctricas generadas por foto-FEM en el segundo armónico de la frecuencia de modulación siempre poseen una dependencia cuadrática con respecto a la amplitud de modulación  $\Delta$ , cuando esta amplitud es pequeña, es decir,  $\Delta < 1$  radián. Para amplitudes de modulación cercanas o mucho mayores a un radián, la señal de foto-FEM es proporcional al producto de las funciones Bessel de primera especie de orden cero y dos, así como lo establece el análisis de la referencia [1.6]. La figura 4.3 muestra la gráfica del producto de dichas funciones.

La cuantificación de una dependencia experimental de este tipo proporcionará el rango dinámico de las amplitudes de vibración detectables con los dispositivos estudiados en caso de ser utilizados en sistemas detectores de vibraciones [4.1 Sokolov].



Figura 4.3. Producto de funciones Bessel de primera especie. La línea punteada corresponde al producto  $J_0(\Delta)J_I(\Delta)$ , mientras que la línea sólida corresponde al producto  $J_0(\Delta)J_2(\Delta)$ .

Para la muestra con una super-red en su región intrínseca, la dependencia experimental se muestra en la figura 4.4. En esta sección, las líneas sólidas mostradas en la gráficas representan el producto  $J_0(\Delta)J_2(\Delta)$  multiplicado por un factor numérico de ajuste.



Figura 4.4. Señal de foto-FEM como función de la amplitud de modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \,\mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 7 \,\text{kHz}$ ,  $I_T = \blacktriangle -57 \,\text{y} \odot -18 \,\text{mW/cm}^2$ .

Dependencias similares se obtuvieron también para las muestras implantadas con protones, ver las figuras 4.5 a 4.7. Los datos experimentales que se presentan se obtuvieron para las muestras con diferentes niveles de implantación, y para diferentes condiciones del experimento (frecuencia de modulación e intensidad promedio de iluminación). De dichas gráficas se puede ver que en general, las dependencias experimentales siguen la predicción teórica. En la figura 4.5 puede apreciarse como el cambio en la dosis de implantación, modifica el valor máximo de la corriente  $J^{2\Omega}$ , de hecho, se verá más adelante que la magnitud de la corriente  $J^{2\Omega}$  se maximiza alrededor de la dosis de implantación de  $1 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> protones.

En la gráfica de la figura 4.6 se observa como la corriente eléctrica de foto-FEM se cambia conforme se varía la intensidad promedio total en la muestra.

En la gráfica de la figura 4.7 se observa como se desplaza el máximo de la señal de foto-FEM, esto se debe a que las frecuencias de modulación empleadas para la generación de dicha gráfica yacían en el rango de la parte monótona decreciente de la función de transferencia de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación.



Figura 4.5. Señal de foto-FEM como función de la amplitud de modulación para dos diferentes dosis de protones,  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 10 \ \text{kHz}$ ,  $I_T = 4.7 \ \text{mW/cm}^2$ ,  $\text{H}^+ = \blacktriangle -1 \times 10^{12} \ \text{cm}^{-2}$ ,  $\bigcirc -3 \times 10^{12} \ \text{cm}^{-2}$ .



Figura 4.6. Señal de foto-FEM como función de la amplitud de modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \,\mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 10 \,\text{kHz}$ ,  $I_T = \blacktriangle -4.7 \,\text{mW/cm}^2$ ,  $\bigcirc -I_T/3 \,\text{y}$   $\blacksquare -I_T/8$ .



Figura 4.7. Señal de foto-FEM como función de la amplitud de modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \,\mu\text{m}$ ,  $I_T = 4.7 \,\text{mW/cm}^2$ ,  $\Omega/2\pi = \blacktriangle -1 \text{kHz}$ ,  $\circlearrowright -2 \text{kHz} \text{ y} \blacksquare -4 \,\text{kHz}$ .

#### 4.4. Señal de Foto-FEM en función de la frecuencia de modulación

Las dependencias de las corrientes eléctricas generadas por foto-FEM no estacionario en función de la frecuencia de modulación se utilizan para cuantificar el rango efectivo de las frecuencias de vibración que determinado tipo de dispositivo puede detectar. Además de que dichos estudios pueden proporcionar información acerca del tiempo de relajación dieléctrico  $\tau_{di}$ , [4.2] del tiempo de vida de fotoportadores, [4.3] y en este caso también de los rangos dinámicos de la resistencia y la capacitancia conforme se cambia la intensidad total incidente a las muestras. El tiempo de relajación dieléctrica es una función inversa de la intensidad [4.2] y proporciona una medida de la conductividad del material irradiado a cierta longitud de onda. También representa una medida de la rapidez [2.35] con que el campo de carga espacial sigue al patrón de conductividad inducido por los haces que generan el patrón de interferencia en las muestras sujetas a evaluación. Además, es posible cuantificar la eficiencia cuántica de los dispositivos mediante el conocimiento del  $\tau_{di}$  [2.35].

En las gráficas de las figuras 4.8 a 4.13 de esta sección, se presentan las dependencias experimentales de la amplitud de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación. Dichas dependencias fueron obtenidas para diferentes estructuras y condiciones del experimento. Las líneas punteadas mostradas en las figuras de esta sección sirven como una referencia para determinar la frecuencia de corte de las estructuras analizadas.

En primera instancia, debemos destacar que, para las estructuras con super-red (muestras IL138 e IL134), se observa la presencia de una resonancia (bastante amplia) que se desplaza en frecuencia conforme se cambia la intensidad promedio total incidente a la muestra bajo análisis. A mayor intensidad, la resonancia se desplaza hacia altas frecuencias así como también se incrementa la magnitud de la corriente eléctrica de foto-FEM. En segundo lugar, obsérvese el comportamiento de la señal de foto-FEM conforme la frecuencia de modulación se acerca y aleja de la resonancia, éste es del tipo monótono creciente y decreciente respectivamente.



Figura 4.8. Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de modulación en la estructura de super-red IL138 obtenida para diferentes intensidades de iluminación:  $\lambda$  = 845 nm, *m* = 1,  $\Lambda$  = 25 µm, *V*<sub>mod</sub> = 0.8 V, *I*<sub>T</sub> =  $\triangle$ -28,  $\bigcirc$ -9.3 y  $\square$ -4.7 mW/cm<sup>2</sup>.



Figura 4.9. Misma dependencia a la de la figura 4.11 pero obtenida para la estructura IL134:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 1$ ,  $I_T = \blacktriangle - 57$ ,  $\bigcirc -18 \ \text{y} \boxdot -2 \ \text{mW/cm}^2$ .

En las gráficas de las figuras 4.10 a 4.13 se presentan los resultados experimentales para las muestras con diferentes niveles de implantación de protones.

Nótese que para las muestras implantadas también aparece una resonancia, menos pronunciada que aquella observada para las super-redes, y que también se desplaza en frecuencia conforme se cambia la intensidad promedio total.



Figura 4.10. Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de modulación:  $\lambda = 532 \text{ nm}, m = 1, \Lambda = 100 \text{ }\mu\text{m}, \Delta = 0.6, I_T = \blacktriangle -4.7, \bigcirc -1.6 \text{ y} \blacksquare -0.6 \text{ }\text{mW/cm}^2$ .

Sin embargo, existe una diferencia bastante marcada con respecto al comportamiento que muestran las estructuras con super-red en la región intrínseca. Esta diferencia se manifiesta como una velocidad de crecimiento baja de la señal de foto-FEM en las regiones de baja frecuencia. Incluso, en este rango de frecuencias, se puede observar que para determinados niveles de iluminación promedio, dicho crecimiento ha desaparecido. De hecho, este comportamiento se hace más evidente conforme la dosis de protones aumenta. Prueba de esto es la gráfica de la figura 4.11 obtenida para una dosis de implantación de H<sup>+</sup> =  $3x10^{12}$  cm<sup>-2</sup>, en donde la resonancias ya no se alcanzan a visualizar para niveles de irradiancia promedio < 0.5 mW/cm<sup>2</sup>.

Las dependencias de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia para diferentes dosis de implantación, (figuras 4.12 y 4.13) muestran, en efecto, dicho desplazamiento de la resonancia hacia bajas frecuencias de modulación conforme la dosis de implantación aumenta manteniendo la intensidad constante. Obsérvese

también que para bajas intensidades de iluminación, el incremento en la dosis de protones implantados modifica la posición de la frecuencia de resonancia.



Figura 4.11. Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de modulación:  $\lambda = 532 \text{ nm}, m = 1, \Lambda = 100 \text{ }\mu\text{m}, \Delta = 0.6, I_T = \blacktriangle -4.9, \bigcirc -1.7, \blacksquare -0.5 \text{ } \text{y} \triangledown -0.15 \text{ }\text{mW/cm}^2$ .



Figura 4.12. Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de modulación:  $\lambda = 532 \text{ nm}, m = 1, \Lambda = 5 \mu\text{m}, \Delta = 0.9, I_T = 4.7 \text{ mW/cm}^2$ . H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$ -1x10<sup>12</sup>,  $\circlearrowright$ -3x10<sup>12</sup> y  $\blacksquare$ -7x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>.



Figura 4.13. Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de modulación:  $\lambda = 532 \text{ nm}, m = 1, \Lambda = 5 \mu \text{m}, \Delta = 0.9, I_T = 1.5 \text{ mW/cm}^2$ . H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$ -1x10<sup>12</sup>,  $\circlearrowright$ -3x10<sup>12</sup> y  $\blacksquare$ -7x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>.

A partir de las gráficas mostradas en las figuras 4.9 a la 4.13, es posible computar las frecuencias de corte inversas, y que pueden asociarse al tiempo de relajación dieléctrico de las estructuras estudiadas. Dichas frecuencias se obtienen a partir de las intersecciones de las líneas punteadas mostradas en dichas gráficas. Las dependencias de este último parámetro para el periodo espacial  $\Lambda$ =5µm se muestran en la figura 4.14.

Las frecuencias de corte inversas, para cuando el periodo espacial fue A=100 µm se muestran en la figura 4.15. Debido a que prácticamente no se observa dependencia del tiempo inverso con respecto al periodo espacial de las franjas que conforman el patrón de interferencia (ver figuras 4.14 y 4.15) es posible afirmar que el tiempo computado corresponde al tiempo de relajación dieléctrico. En las gráficas de las figuras 4.14 y 4.15, las líneas punteadas se han trazado como referencia de un comportamiento del tipo  $I_0^{-1}$ .



Figura 4.14. Frecuencia de corte inversa como función de la intensidad total incidente para los dispositivos EH's;  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \mu$ m,  $\Delta = 0.6$ ,  $H^+ = \blacktriangle -5x10^{11}$ , •  $-1x10^{12}$  y =  $-3x10^{12}$  cm<sup>-2</sup>.



Figura 4.15. Frecuencias de corte inversa en función de la intensidad total incidente para los dispositivos EH's;  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.6$ ,  $\text{H}^+ = \blacktriangle -1 \times 10^{12}$  y  $\bigcirc -3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Las dependencias de las frecuencias de corte inversa para las super-redes utilizadas se muestran en la figura 4.16 para las longitudes de onda de 845 nm y 532 nm. La gráfica de la figura 4.16 deja claro el comportamiento que presenta la frecuencia de corte inversa para las super-redes IL138 e IL134, muestras generadas de la misma oblea y procesadas al mismo tiempo. En dicha gráfica se observa como la frecuencia de corte inversa decrece conforme la intensidad aumenta. No obstante que la figura 4.16 muestra diferencias sustanciales entre ambas pendientes, recuérdese que el tiempo de relajación dieléctrico (asociado a las frecuencias de corte inversas) es una función también de la longitud de onda que se este utilizando.



Figura 4.16. Frecuencias de corte inversa en función de la intensidad total incidente para las super-redes: A-Super-red IL138 ( $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $\Lambda = 25 \mu$ m,  $V_{mod} = 0.8$  V), O-Super-red IL134 ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \mu$ m,  $\Delta = 1$  rad).

#### 4.5. Señal de Foto-FEM en función de la Frecuencia Espacial

El periodo espacial de las franjas y el ángulo de cruce están relacionados mediante la siguiente fórmula  $\Lambda = \lambda/2 \operatorname{sen} \theta$ , a su vez, el periodo espacial y la frecuencia espacial están relacionados como  $K = 2\pi/\Lambda$ . En las estructuras de volumen, la dependencia de las señales de foto-FEM en función del ángulo de cruce  $\theta$ 

de los haces que forman el patrón de interferencia, puede proporcionar información fundamental acerca de las longitudes de difusión de los portadores de carga que intervienen en los procesos de conducción eléctrica [2.35]. Por otra parte, dicha dependencia proporciona también información práctica de la resolución espacial del material, es decir, sobre la mínima separación entre franjas oscuras y brillantes (generadas por el patrón de interferencia) que la estructura puede resolver [4.4].

La dependencia de la amplitud de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia espacial en las estructuras estudiadas guarda gran similitud con el comportamiento de los moduladores espaciales de luz tipo PROM y PRIZ. Dicha dependencia se ve afectada tanto por factores geométricos como por factores de transporte y atrapamiento de carga eléctrica en la interfase de la capa electro-óptica y el buffer dieléctrico, (figura 2.6) [4.5]. Es por esta razón que la señal de foto-FEM tendrá fuertes dependencias con respecto a la geometría de las mismas estructuras. En seguida se presentan las caracterizaciones experimentales de foto-FEM en función de la frecuencia espacial.

Para la estructura IL138 que posee una super-red en la región intrínseca se utilizó el arreglo óptico mostrado en la figura 4.1. En este arreglo se utilizaron una longitud de onda de trabajo de 845nm y tres diferentes frecuencias de modulación. Las dependencias experimentales obtenidas se muestran en la figura 4.17.

Cabe resaltar que para el rango de frecuencias espaciales bajas y hasta determinada frecuencia (frecuencia espacial de corte) la señal de foto-FEM es prácticamente constante y solo después de dicha frecuencia característica comienza su decaimiento. Para la super-red IL138 se encontró un valor de frecuencia espacial de corte de aproximadamente  $8 \times 10^3$  líneas/mm.

En la gráfica de la figura 4.18 se observa la señal de foto-FEM para la superred IL134, la cual es una muestra hermana de la estructura IL138. Dicha gráfica se obtuvo mediante el arreglo interferométrico mostrado en la figura 4.2. La longitud de onda de trabajo fue de 532 nm. De la gráfica se observa que ya para frecuencias espaciales mayores a 200 líneas/mm comienza una disminución de la señal.



Figura 4.17. Señal de foto-FEM observada en la estructura IL138 en función de la frecuencia espacial ( $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $V_{mod} = 0.8$ V,  $I_T = 20$  mW/cm<sup>2</sup>,  $\Omega/2\pi$ :  $\blacktriangle$ -10,  $\bigcirc$ -20 y  $\blacksquare$ -35 kHz,  $E_0 = 0$  V/cm).



Figura 4.18. Señal de foto-FEM observada en la estructura IL134 en función de la frecuencia espacial ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Omega/2\pi = 7$  kHz,  $\Delta = 1$ ,  $I_T = 4-57$  y -18 mW/cm<sup>2</sup>).

En las figuras 4.19 y 4.20 se presentan dependencias similares para las estructuras implantadas con protones obtenidas usando el arreglo óptico de la figura

4.2. En las gráficas presentadas no se observan las frecuencias espaciales de corte. Nótese que el nivel de irradiancia total incidente solo cambia la magnitud de la señal de foto-FEM en el rango de frecuencias espaciales mostrado.



Figura 4.19. Señal de foto-FEM observada en la estructura EH13 en función de la frecuencia espacial ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Omega/2\pi = 10$  kHz,  $\Delta = 0.6$ ,  $I_T = 4.9$  mW/cm<sup>2</sup>).



Figura 4.20. Señal de foto-FEM observada en la estructura EH14 en función de la frecuencia espacial ( $\lambda$  = 532 nm, m = 1,  $\Omega/2\pi$  = 400 Hz,  $\Delta$  = 0.6,  $I_T$  = ▲-4.8, ■-0.5 y ▼-0.13 mW/cm<sup>2</sup>).

#### 4.6. Señal de Foto-FEM en función del campo eléctrico aplicado

En el Capítulo II, sección 2.6.2, se describió como la aplicación de un campo eléctrico externo incrementa la magnitud de las corrientes eléctricas generadas por foto-FEM en fotoconductores de volumen. En particular, en cristales de BSO se han conseguido incrementos de incluso factores de ~ $10^3$  sobre aquellos valores obtenidos sin campo eléctrico aplicado [4.6].

Por otra parte, el hecho de que las estructuras p-i-n posean un campo eléctrico inherente a ellas, las hace muy interesantes para investigar el comportamiento de las corrientes de foto-FEM en función de campos eléctricos aplicados externamente. En particular, la aplicación de campos eléctricos elevados puede originar transporte no-lineal de carga eléctrica. Las dimensiones físicas de la estructura (regiones intrínsecas de grosores de 2.1 µm y 1.4 µm para la muestra que tiene una super-red y para las estructuras EH's respectivamente, ver Capítulo III sección 3.3), hacen posible la obtención de campos eléctricos bastante intensos con aplicación de solo unos cuantos volts a través de la estructura. Al contrario de las estructuras de volumen, que requieren de voltajes elevados (~4 kV o más) [4.7] para poder generar campos eléctricos equivalentes a los que se pueden generar en las estructuras p-i-n. En esta sección se presentan los resultados experimentales sobre el comportamiento del efecto de foto-FEM en presencia de campo eléctrico aplicado.

En la gráfica de la figura 4.22, se muestra la dependencia de la fotocorriente convencional generada en función del campo eléctrico aplicado para la estructura con una super-red en su región intrínseca (IL138). Se utilizó una iluminación constante de radiación láser de una longitud de onda de 845 nm (figura 4.21). El voltaje aplicado a la muestra (encargado de generar el campo eléctrico en la misma) se realizó en la denominada polarización inversa, es decir, la terminal positiva de una batería se conectó al cátodo del diodo y su terminal negativa se conectó al ánodo. La utilización de ese tipo de polarización fue con la finalidad de generar campos eléctricos superiores al campo eléctrico interconstruido de la muestra ( $E_{bi} = 5.7$  kV/cm). El campo presente en la muestra está dado por el cociente del voltaje aplicado y el grosor de la región intrínseca de la estructura.



Figura 4.21. Arreglo óptico utilizado para medir la foto-corriente convencional en la estructura con super-red IL138 en función del campo eléctrico aplicado. FDN: filtro variable de densidad neutra.

El análisis detallado de esta dependencia experimental se presentará en el Capítulo V. Aquí solo se mencionará que existe una región de resistencia diferencial negativa observada muy claramente. También se hace mención que las partes con resistencia positiva para valores de campos eléctricos pequeños y grandes se caracterizan por las diferentes pendientes de la curva  $\mu_1$  y  $\mu_2$  respectivamente.



Figura 4.22. Foto-corriente versus campo eléctrico aplicado ( $R_L$ =10 k $\Omega$ ,  $\Omega/2\pi$ =500 Hz,  $I_T$ = 5 mW/cm<sup>2</sup>,  $\lambda$ =845 nm).

En la gráfica de la figura 4.23 se observa la dependencia de la señal de foto-FEM en la estructura con super-red IL133. Al igual que la fotocorriente convencional, la dependencia de foto-FEM muestra fuertes comportamientos nolineales. La líneas punteadas sirven de referencia para indicar un comportamiento cuadrático y uno lineal respectivamente.



Figura 4.23. Señal de foto-FEM en función del campo eléctrico externo ( $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $\Lambda = 25 \,\mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 10 \,\text{kHz}$ ,  $V_{mod} = 0.8 \,\text{V}$ ,  $I_T = 5 \,\text{mW/cm}^2$ ).



Figura 4.24. Señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación ( $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $\Lambda = 25 \ \mu\text{m}$ ,  $V_{mod} = 0.8 \ \text{V}$ ,  $I_T = 5 \ \text{mW/cm}^2$ ,  $E_0 \ (\text{kV/cm})$ :  $\blacktriangle$ )  $0+E_{bi}$ ,  $\bigcirc$ )  $4.7+E_{bi}$ ,  $\square$ )  $7.1+E_{bi}$ ,  $y \bigtriangledown$ )  $10.7 + E_{bi}$ .  $E_{bi} = 5.7 \ \text{kV/cm}$ .

En la última gráfica de esta sección (figura 4.24) se presenta una serie de dependencias de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación y que se obtuvieron para diferentes voltajes aplicados a la estructura. Nótese la presencia de la resonancia y como ésta incrementa su valor pico conforme se incrementa el campo eléctrico externo aplicado a la muestra.

#### 4.7. Señal de Foto-FEM en función de la dosis de protones

La utilización de muestras con diferentes dosis de implantación de protones, permitió estudiar el comportamiento de la corriente eléctrica generada por foto-FEM en función de la dosis de implantación. Esta dependencia se presenta en la gráfica de la figura 4.25.



Figura 4.25. Señal de foto-FEM en función de la dosis de protones utilizada ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $V_{mod} = 0.5$  V<sub>pp</sub>,  $\Lambda = 5$  µm,  $I_T = 4.3$  mW/cm<sup>2</sup>,  $\Omega/2\pi = \bigcirc -7$  y  $\blacktriangle -1$  kHz).

El comportamiento observado es de esperarse, pues una vez que existen suficientes defectos para generar el campo de carga espacial necesario para la generación de foto-FEM, un mayor incremento en la cantidad de defectos inducirá un decremento de la señal debido a que la movilidad de los portadores de carga involucrados decrece (ver Capítulo III, sección 3.7). En la figura 4.25 se puede observar claramente qué, el máximo valor de señal de foto-FEM se obtiene para la muestra con una dosis de protones  $H^+ = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  a una energía de implantación de 180 keV. Esta dosis de implantación introduce las siguientes cantidades de defectos 2.5X10<sup>16</sup> cm<sup>-3</sup> <  $N_D$  < 3.8X10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup> y 8.4X10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup> <  $N_A$  < 3.8X10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup> (ver Capítulo III).

## CAPITULO V

# Modelo teórico de la estructura tricapa y discusión de resultados experimentales.

#### 5.1. Introducción

Este Capítulo esta dedicado a la consideración de los modelos teóricos que pueden ser utilizados para la explicación de los resultados experimentales. En particular se considera un modelo de tres capas para utilizarlo posteriormente en la interpretación de la respuesta temporal de la señal de foto-FEM y evaluar los parámetros de las estructuras bajo consideración. Los modelos se desarrollan en aproximación de un contraste del patrón de interferencia pequeño ( $m \ll 1$ ), lo que permite considerar solamente a los armónicos principales de la frecuencia espacial y despreciar los armónicos de orden mayor.

#### 5.2. Respuesta temporal de la estructura tricapa

Las estructuras tipo p-i-n, utilizadas en el presente trabajo de tesis, pueden modelarse utilizando circuitos eléctricos conformados por una conexión en serie de impedancias para cada una de las capas que conforman la totalidad de la estructura; ver figura 5.1. Anteriormente, un análisis similar fue propuesto por Nolte et al., [5.1]. En este modelo, cada sección del dispositivo (buffers y capa electro-óptica) se modela como una resistencia  $R_i$  conectada en paralelo a un capacitor de capacitancia  $C_i$ , donde el subíndice i = eo, b1 o b2, dependiendo de si se esa considerando a la capa electro-óptica o los buffers dieléctricos respectivamente. La simetría de la estructura permite realizar las aproximaciones  $R_{b1} = R_{b2}$  y  $C_{b1} = C_{b2}$ , es decir, los valores tanto para las resistencias como para las capacitancias de los buffers dieléctricos son iguales.



Figura 5.1. (a) Modelado de la estructura p-i-n utilizada, y (b) circuito eléctrico equivalente.

Un patrón no homogéneo de luz vibrando a una determinada frecuencia dará origen a un campo eléctrico de carga espacial variante en el tiempo, y esto a su vez, generará corrientes eléctricas transitorias a través de la estructura. La respuesta temporal del dispositivo pude cuantificarse utilizando análisis de teoría de circuitos eléctricos. De esta manera, cada sección de la muestra puede representarse mediante una impedancia compleja la cual tiene la siguiente forma funcional

$$Z_i = \frac{R_i}{1 + j\Omega\tau_{diei}},\tag{5.1}$$

donde  $\Omega$  es la frecuencia angular,  $R_i$ , representa el valor resistivo de cada una de las capas de la muestra, y el tiempo de relajación dieléctrica  $\tau_{die i} = R_i C_i$ .

El análisis del circuito para cuantificar las corrientes eléctricas que circulan a través de él, utilizará un patrón de interferencia vibrante como fuente de inyección de portadores de carga eléctrica y cuya forma funcional se expresa:

$$I(x,t) = I_0[1 + m\cos(Kx + \Delta\cos\Omega t)] \approx I_0[1 + m\cos Kx + (-m\Delta\cos\Omega t)\sin Kx].$$
(5.2)

En el presente análisis se supondrá que la amplitud de vibración (o de modulación de fase de uno de los haces que conforman el patrón de interferencia) y la profundidad del patrón de interferencia son mucho menores que uno ( $\Delta \ll 1$  rad, *m* 

<< 1). Esto permite sustituir en la ecuación (5.2) el término  $\cos(\Delta cos(\Omega t))$  por la unidad y al término  $\sin(\Delta cos(\Omega t))$  por  $\Delta cos(\Omega t)$ . Se está interesado en las corrientes alternas, y es por esta razón que también se desprecia el segundo término de la parte derecha (término que es mucho menor que el primero) de la ecuación (5.2) y que con el empleo de notación compleja, dicha ecuación se puede escribir como:

$$I(x,t) \approx I_0[1 - m\Delta \exp(j\Omega t) \operatorname{sen} Kx].$$
(5.3)

Además, en este modelo, se considera a la resistencia de la capa electro-óptica como el único elemento resistivo que depende de la intensidad de iluminación, es decir, la resistencia de los buffers se considera constante para los niveles de iluminación utilizados. Entonces, la resistencia dependiente de la iluminación esta expresada como:

$$R_{eo} = \frac{L_{eo}}{A} \frac{1}{\sigma} = \frac{L_{eo}}{A} \frac{1}{\left[n_0 + I(x,t)\alpha\tau/h\nu\right]e\mu} =$$

$$= \frac{L_{eo}}{A} \frac{1}{\left[(n_0 + I_0\alpha\tau/h\nu) - (I_0\alpha\tau/h\nu)m\exp(j\Omega t)\Delta senKx)\right]e\mu}.$$
(5.4)

Aquí,  $L_{eo}$ ,  $A \neq \sigma$  representan a el grosor de la sección, su área de sección transversal y su conductividad respectivamente,  $n_0$  es la densidad de portadores en oscuridad,  $\tau$  es el tiempo de vida de fotoportadores, h es la constante de Planck, y  $\nu$  es la frecuencia de la radiación láser incidente en la muestra. En este análisis, considerado como un análisis de orden cero, se despreciará la conductividad en oscuridad con la finalidad de simplificar los cálculos, pero se hace el hincapié aquí que su contribución debe tomarse en cuenta para un análisis más exacto, entonces,

$$R_{eo} = \frac{L_{eo}}{A} \frac{1}{I_0 \alpha \tau / h v e \mu},$$
(5.5)

es el valor promedio de la resistencia de la capa eletro-óptica en presencia de una iluminación de valor  $I_0$ .

En esta aproximación se considera a la resistencia descrita por la ecuación (5.4) como una combinación de dos resistencias, una con el valor  $R_{eo}$ , y la otra conectada en paralelo variable de valor mucho más grande:

$$R_{eo}^{\Omega} = \frac{R_{eo}}{m\Delta senKx} \exp(-j\Omega t) .$$
(5.6)

Esta configuración eléctrica se observa en la figura 5.2, donde también las impedancias de las capas buffer (conectadas en serie con la capa electro-óptica) se han agrupado en una de valor  $2Z_b$ .



Figura 5.2. Circuito eléctrico equivalente utilizado para el análisis de corrientes de foto-FEM.

Ahora se esta en posibilidad de iniciar con la evaluación de las corrientes de diferentes frecuencias que fluyen a través del circuito. Es necesario recalcar, que en nuestra configuración, el voltaje externo aplicado es un voltaje de DC, sin embargo, el potencial interconstruido ( $V_{bi}$ ) de la estructura esta aún presente para cuando  $V_0 = 0$  V. Por otra parte, la resistencia variable  $R_{eo}^{\Omega}$  introducirá un factor no estacionario en el circuito de la figura 5.2, y que se traduce en la generación de voltajes y corrientes alternos. En este análisis, el factor  $m\Delta \ll 1$ , y por esta razón la resistencia variable  $R_{eo}^{\Omega}$ , representada por la ecuación (5.6) es mucho más grande que cualquiera de las otras resistencias del circuito, y por ende, prácticamente no influye en la distribución de voltajes de DC en el circuito que aparece en la figura 5.2.

Como resultado, se puede escribir que el voltaje de DC presente en la capa electro-óptica tiene el valor:
$$V_{eo}^{0} = V_{bi} + V_{0} \frac{R_{eo}}{2R_{b} + R_{eo}} \,.$$
(5.7)

El voltaje  $V_{eo}^0$  aplicado a elementos normales de circuito produce solo corrientes de DC, pero cuando se aplica a través de la resistencia variable, se obtiene como resultado una corriente eléctrica de frecuencia  $\Omega$  con la siguiente forma funcional:

$$J^{*\Omega} = \frac{V_{eo}^{0}}{R_{eo}^{\Omega}} = -\frac{V_{eo}^{0}}{R_{eo}} m\Delta senKx \exp(j\Omega t).$$
(5.8)

A su vez, esta corriente alterna (análisis de señal pequeña) se divide entre los dos brazos conectados en paralelo (con impedancias  $Z_{eo}$  y  $2Z_b$ ), ver figura 5.3.



Figura 5.3. Circuito que muestra como se dividen las corrientes eléctricas que fluyen en los diferentes elementos del circuito equivalente utilizado.  $Z_{eo}$  está conformada por los elementos encerrados por las líneas punteadas.

Entonces, la corriente que fluye a través de la impedancia  $2Z_b$  posee la siguiente forma funcional:

$$J^{\Omega} = -J^{*\Omega} \frac{Z_{eo}^{\Omega}}{Z_{eo}^{\Omega} + 2Z_{b}^{\Omega}} = \frac{V_{eo}^{0}}{R_{eo}} m\Delta senKx \frac{Z_{eo}^{\Omega}}{Z_{eo}^{\Omega} + 2Z_{b}^{\Omega}} \exp(j\Omega t).$$
(5.9)

De hecho, esta corriente que fluye a través de los buffers es la detectada en el circuito externo, es decir, es la corriente detectada en la configuración experimental para investigar foto-FEM y que fluye a través de un área de valor pequeño dA. Para evaluar la corriente total que fluye a través de toda la estructura es necesario realizar una integración sobre toda el área de la estructura (y en particular sobre x), que obviamente es cero por la presencia del factor sen(Kx). Entonces, nuestro análisis

predice que no hay corriente alterna a través de la estructura con la frecuencia fundamental de modulación.

Ahora, usando la corriente  $J^{\Omega}$  es posible evaluar el voltaje alterno, de frecuencia  $\Omega$ , en la capa intrínseca:

$$V_{eo}^{\Omega} = -2Z_b^{\Omega}J^{\Omega} = \frac{V_{eo}^0}{R_{eo}}m\Delta senKx \frac{Z_b^{\Omega}Z_{eo}^{\Omega}}{Z_{eo}^{\Omega} + 2Z_b^{\Omega}}\exp(j\Omega t).$$
(5.10)

Este voltaje alterno aplicado sobre la resistencia variable  $R_{eo}^{\Omega}$  produce una corriente eléctrica de frecuencia doble y de valor:

$$J_{eo}^{*2\Omega} = \frac{V_{eo}^{\Omega}}{R_{eo}^{\Omega}} = \frac{V_{eo}^{0}}{R_{eo}^{2}} (m\Delta senKx)^{2} \frac{2Z_{b}^{\Omega} Z_{eo}^{\Omega}}{Z_{eo}^{\Omega} + 2Z_{b}^{\Omega}} \exp(j2\Omega t) .$$
(5.11)

Nuevamente, esta corriente se divide entre las dos impedancias conectadas en paralelo (pero ahora al doble de frecuencia) y entonces se tiene:

$$J_{b}^{2\Omega} = J_{eo}^{*2\Omega} \frac{Z_{eo}^{2\Omega}}{Z_{eo}^{2\Omega} + 2Z_{b}^{2\Omega}} = \frac{V_{eo}^{0}}{R_{eo}^{2}} (m\Delta senKx)^{2} \frac{2Z_{b}^{\Omega}Z_{eo}^{\Omega}}{Z_{eo}^{\Omega} + 2Z_{b}^{\Omega}} \frac{Z_{eo}^{2\Omega}}{Z_{eo}^{2\Omega} + 2Z_{b}^{2\Omega}} \exp(j2\Omega t) .$$
(5.12)

Para evaluar la corriente de segundo armónico que fluye a través del circuito externo es necesario promediar sobre la variable *x*, lo que proporciona una corriente de valor:

$$J^{2\Omega} = \frac{V_{eo}^{0}}{2R_{eo}^{2}} (m\Delta)^{2} \frac{2Z_{b}^{\Omega} Z_{eo}^{\Omega}}{Z_{eo}^{\Omega} + 2Z_{b}^{\Omega}} \frac{Z_{eo}^{2\Omega}}{Z_{eo}^{2\Omega} + 2Z_{b}^{2\Omega}}.$$
(5.13)

Esta ecuación describe a la corriente eléctrica alterna que fluye a través del circuito eléctrico externo y que se mide en los experimentos de foto-FEM.

Una gráfica que muestra la dependencia de la ecuación 5.13 se muestra en la figura 5.4 utilizando los parámetros típicos de la super-red empleada en el experimento para la longitud de onda de 845 nm. Pueden observarse dos cosas importantes:

• La primera de ellas es la presencia de una resonancia que se desplaza conforme se cambia la intensidad promedio incidente en la muestra.

 La segunda, es la existencia de tres regiones bien delimitadas por el rango de frecuencias en el cual se este operando. Estos rangos de frecuencias son los que determinan que impedancia o conjunto de ellas son las dominantes en dichas regiones.



Figura 5.4. Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia para tres diferentes intensidades. Super-red IL138.  $I_T = 5 \text{ mW/cm}^2$ ,  $C_T = 408 \text{ pF}$ ,  $\lambda = 845 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$  [3.35],  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

A partir del análisis de la gráfica que aparece en la figura 5.5, donde se muestra la magnitud de las diferentes impedancias que aparecen en la ecuación 5.13 puede verse fácilmente como se genera la gráfica de la figura 5.4.

En el régimen de bajas frecuencias  $\Omega/2\pi < 100$  Hz, las impedancias  $Z_b^{\Omega}$ ,  $Z_{eo}^{\Omega}$ ,  $Z_b^{\Omega}$  y  $Z_{eo}^{2\Omega}$  son prácticamente reales y por lo tanto independientes de la frecuencia de modulación, por lo cual la magnitud de  $J^{2\Omega}$  será también independiente de la frecuencia y de un valor constante.

Para el rango de frecuencias 100 Hz <  $\Omega/2\pi$  < 30 kHz, las magnitudes de  $Z_b^{\Omega}$ y  $Z_b^{2\Omega}$  son las de mayor valor pero decreciendo monótonamente conforme la frecuencia aumenta, (debido a la presencia de la componente reactiva introducida por la capacitancia de las capas buffer), mientras que las magnitudes de las impedancias  $Z_{eo}^{\Omega}$  y  $Z_{eo}^{2\Omega}$  permanecen constantes en este rango de frecuencias. Tomando en cuenta estas condiciones, el análisis de la ecuación 5.13 arrojará un comportamiento del tipo función monótona creciente.

En la tercera región,  $\Omega/2\pi > 30$  kHz, las magnitudes de todas las impedancias están decreciendo debido a las capacitancias de todas y cada de las capas que conforman la estructura, por lo que  $J^{2\Omega}$  también lo hará.



Figura 5.5. Magnitudes de las impedancias de la ecuación 5.13 en función de la frecuencia.  $I_T = 5 \text{ mW/cm}^2$ ,  $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $C_T = 408 \text{ pF}$ ,  $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu\tau = 33 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

Es necesario repetir aquí que las dos frecuencias de corte que aparecen en la gráfica de la figura 5.4 están relacionadas inequívocamente con las capacitancias de las estructuras utilizadas. Recuérdese que se están empleando estructuras tipo p-i-n que poseen dos capas buffer y una capa intrínseca, y que a su vez dichas capas tienen asociadas capacitancias debido a su conformación física (grosor y área de sección transversal). Entonces, la primera frecuencia de corte (observada a partir del crecimiento de  $J^{2\Omega}$ ) esta asociada con la capacitancia de la capa buffer, o lo que es

equivalente, con el tiempo de relajación dieléctrico de dicha capa. Por esta razón, no depende del nivel de iluminación al que se someta la estructura.

La segunda frecuencia de corte (decrecimiento de  $J^{2\Omega}$ ) esta asociada con el tiempo de relajación dieléctrico de la capa electro-óptica o intrínseca según sea el caso. Esta frecuencia de corte, de hecho, esta asociada con el máximo de la función de transferencia de la figura 5.4. Como resultado, este máximo se desplaza hacia altas frecuencias conforme la intensidad de la luz crece, ya que al menos, la resistencia de la capa electro-óptica disminuye con el aumento de la iluminación. Por otra parte, cabe mencionar que, debido a su naturaleza, este máximo se encuentra bastante ensanchado debido a que esta determinado por dos frecuencias de corte desplazadas una de la otra, a saber, el primer y segundo armónico de la frecuencia de modulación (ver figura 5.5).

Las gráficas experimentales obtenidas para las estructuras de super-red de las figuras 4.8 y 4.9 muestran una concordancia cualitativa con las predicciones teóricas. Por lo menos, se observa la presencia de los máximos, que crecen y se desplazan linealmente con la intensidad de la luz. Los máximos en las curvas experimentales son un poco más amplios, esto se puede deber a ensanchamiento inhomogéneo, es decir, por la variación de la intensidad promedio a través del área de la estructura. En principio, las gráficas experimentales inducirían a pensar que lo que se esta observando es foto-FEM estándar con tiempo de vida de fotoportadores bastante corto. Sin embargo, las mediciones de la fotocorriente convencional indican que no hay relajación de fotoconductividad al menos hasta 1MHz, (Capítulo III, sección 3.6).

Comparemos ahora la gráfica de la figura 5.4 con la gráfica de la figura 5.6. El único parámetro que ha sido modificado, es la magnitud de la capacitancia, esta se ha incrementado diez veces, por lo que  $C_T = 4.08$  nF. Obsérvese como la gráfica de la figura 5.6 tiene una mejor concordancia en lo que se refiere a la posición del pico de la resonancia con respecto a las gráficas experimentales obtenidas para las superredes y que se muestran en las figuras 4.8 y 4.9. Entonces, muy posiblemente la capacitancia de la super-red tiene efectos bastante importantes en el desempeño de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación.



Figura 5.6. Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia para tres diferentes intensidades. Super-red IL138.  $I_T = 28 \text{ mW/cm}^2$ ,  $C_T = 4080 \text{ pF}$ ,  $\lambda = 845 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

En la figura 5.7 se presenta una simulación utilizando los parámetros de la super-red IL134 para la longitud de de onda de 532 nm.



Figura 5.7. Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia para tres diferentes intensidades. Super-red IL134.  $I_T = 57 \text{ mW/cm}^2$ ,  $C_T = 408 \text{ pF}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 7.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

En la figura 5.8, obsérvese nuevamente como al incrementar el valor de la capacitancia (diez veces), se obtiene una mejor concordancia entre los datos experimentales mostrados en la figura 4.9 con aquellos de la figura 5.8.



Figura 5.8. Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia para tres diferentes intensidades. Super-red IL134.  $I_T = 57 \text{ mW/cm}^2$ ,  $C_T = 4080 \text{ pF}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 7.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

La ecuación 5.13 predice un corrimiento en frecuencia de la resonancia conforme la dosis de implantación se incrementa (cambio del producto  $\mu\tau$ ). Este comportamiento también fue observado experimentalmente (figuras 4.12 y 4.13), por lo que el modelo descrito en la sección 5.2 corrobora también su validez para este tipo de estructuras. Por otra parte, la aparición de la resonancia utilizando el modelo teórico predice que esta se encuentra desplazada con respecto a los valores experimentales mostrados en las gráficas de la figura 4.13. Es por esta razón, que en la sección 5.3 se a analizará el papel que juega la capacitancia que existe en una estructura tipo p-i-n en función de la intensidad total incidente.

La predicción teórica para las dependencias presentadas en las figuras 4.14 y 4.15, en el caso de que el tiempo monitoreado corresponda al tiempo de relajación dieléctrico de la muestra es del tipo lineal con pendiente unitaria negativa, indicando con esto que  $\tau_{di} \propto I_T^{-1}$ . Las desviaciones del valor unitario no son grandes y pueden ser atribuidos a errores experimentales y de evaluación de las frecuencias de corte. El análisis de la figura 4.14 indica que el campo de carga espacial para la muestra implantada con una dosis de  $5 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup> sigue con mayor rapidez al patrón de fotoconductividad que aquella implantada con una dosis de  $3 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>.

La gráfica de la figura 4.12 muestra claramente como la disminución del producto  $\mu\tau$  (debido al incremento de la dosis de implantación) desplaza hacia bajas frecuencias a las frecuencias de corte inversas. En la figura 4.12 se observa que para las mismas intensidades totales de iluminación (4.7 mW/cm<sup>2</sup>),  $\Omega_{di}$  se desplaza hacia las bajas frecuencias, provocando con esto que  $\tau_{di} = 1/\Omega_{di}$  se corra hacia tiempos mayores que los mostrados en la gráficas de las figuras 4.14 y 4.15. Incluso, para la muestra implantada a una dosis de protones de 7x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>, ya no es posible calcular dicho parámetro, ya que no se observa crecimiento inicial de la señal para el rango de frecuencias utilizado.

#### 5.3. Resistencia y Capacitancia dependientes de la Intensidad

En las estructuras analizadas en el presente trabajo, se estudiaron las fotocorrientes generadas por radiación láser modulada en intensidad en función de la frecuencia de modulación (Capítulo III, sección 3.6). La dependencia encontrada en dicha sección indica que la relajación de fotoconductividad (asociada con el tiempo de vida finito de fotoportadores) no es la causal de la segunda frecuencia de corte (ver figs., 4.11 a 4.13) que aparece en la señal de foto-FEM en función de la frecuencia. De hecho, la relajación de fotoconductividad no se observó para frecuencias menores a 1MHz (ver figura 3.20). La capacitancia y resistencia del dispositivo son las características físicas principales que determinaron la primera y segunda frecuencias de corte de las muestras.

Por otra parte, la presencia de regiones de agotamiento de carga eléctrica y que son inherentes en las estructuras p-i-n, originan una capacitancia cuya magnitud depende del tipo de polarización eléctrica en la que se este operando a la estructura. En el régimen de polarización eléctrica en directa, la capacitancia de difusión es la dominante y se expresa de la siguiente forma [5.2].

$$C_d = C_0 \exp(V_a / V_T),$$
 (5.14)

donde  $C_0$  es la capacitancia a cero volts aplicados a la estructura p-i-n,  $V_a$  es la diferencia de potencial existente entre las terminales de la muestra analizada,  $V_T$  es el así llamado voltaje térmico, y que tiene un valor de  $\approx 26$  mV para una temperatura T = 300 K.

En la polarización eléctrica en inversa, la denominada capacitancia de agotamiento se convierte en la dominante; esta se expresa como [5.3].

$$C = A \left( q \varepsilon_s N_B / 2(V_{bi} + V_a) \right)^{-1/2},$$
(5.15)

donde *A* es el área de sección transversal de la muestra, *q* es la carga eléctrica del electrón,  $\varepsilon_s$  es la permitividad relativa,  $N_B$  se convierte en  $N_D$  o  $N_A$  dependiendo de si  $N_A >> N_D$  o viceversa y  $V_{bi}$  es el potencial interconstruido de la estructura p-i-n.

Ahora, la frecuencia de corte para altas frecuencias de las gráficas que muestran el comportamiento de las corrientes de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación, proporcionan información acerca de la resistencia y capacitancia de las estructuras utilizadas. En bajas intensidades de iluminación, ( $I_T \le 4 \text{ mW/cm}^2$ ), la capacitancia de difusión de las estructuras prácticamente se mantendrá sin cambios; no así para las intensidades mayores a 4 mW/cm<sup>2</sup>, dado que a partir de este valor, el dispositivo se encuentra en la denominada condición de banda plana, esto implica que la capacitancia de la muestra sigue la dependencia descrita por la ecuación 5.14. Una precisión debe ser realizada aquí, dado que los experimentos de esta sección se llevaron a cabo con cero volts aplicados a la muestra ( $V_a = 0 \text{ V}$ ) entonces será la intensidad total incidente en la muestra la encargada de generar los portadores de carga libre que a su vez se encarguen de modular la condición de banda plana plana de la estructuras utilizadas.

Entonces, el recíproco de la segunda frecuencia de corte, encontrado a partir del decaimiento de las corrientes de foto-FEM  $(J^{2\Omega})$  por un factor de  $\sqrt{2}$ , proporcionarán las constantes *RC* del dispositivo con el cual se este trabajando. De

esta manera, es posible determinar el comportamiento de la resistencia de los dispositivos implantados con protones en función de la irradiancia total incidente. Esta presentó un comportamiento como el que se muestra en la figura 5.6.



Figura 5.9. Resistencia de los dispositivos implantados con protones en función de la intensidad total incidente. H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$ -1x10<sup>12</sup>,  $\bigcirc$ -3x10<sup>12</sup> y  $\blacksquare$ -7x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>. ( $\lambda$  = 532 nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \mu$ m,  $I_T = 4.7 \text{ mW/cm}^2$ ,  $\Delta = 0.6 \text{ rad}$ ).

Entonces, utilizando los valores obtenidos de realizar una extrapolación para las dependencias de la resistencia R en función de la intensidad total de iluminación, se pueden obtener los valores de las capacitancias para las intensidades  $I_T \ge 4$ mW/cm<sup>2</sup>. Así, para la muestra implantada con una dosis de protones de H<sup>+</sup> = 1x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup> se obtiene que para la intensidad  $I_T = 4.7$  mW/cm<sup>2</sup>,  $\tau = (2 \pi f_c)^{-1} \approx 5.5$  µs, y puesto que  $R \approx 7.6$  k $\Omega$  (ver figura 5.6) se obtiene entonces que la capacitancia  $C_{4.7mW/cm^2} \approx 720$  pF.

## 5.4. Dependencia de la Frecuencia Espacial

La gráfica mostrada en la figura 5.4, generada mediante la ecuación 5.13 no incluye mecanismos de transporte lateral de fotoportadores, generado por los campos de frontera; es decir, dicha ecuación es válida para el régimen de periodos espaciales

mucho mayores que el grosor de la estructura. Sin embargo, esta aproximación permite no perder de vista la esencia del funcionamiento del dispositivo mostrado en la figura 5.1.

De hecho, dicha curva teórica tampoco incluye dependencia alguna con respecto al periodo espacial de la rejilla. Sin embargo, a través del empleo del análisis proporcionado en la sección 2.5.2, es posible demostrar que el campo longitudinal de carga espacial y como resultado la señal de foto-FEM, seguirá una dependencia de la forma:

$$J^{2\Omega} \propto \frac{1}{K^2} \left[ \frac{1}{\coth\left(\frac{Kd}{2}\right) + \coth\left(Kl\right)} \right]^2,$$
(5.16)

donde d es el grosor de la región intrínseca y l es el grosor de la capa buffer. A partir de la ecuación 5.16, puede observarse la fuerte dependencia de la señal de foto-FEM sobre la frecuencia espacial generada por el patrón de interferencia y sobre la geometría del dispositivo. Dicha dependencia se muestra en la gráfica de la figura 5.10 para diferentes relaciones de los grosores del buffer y de la capa intrínseca.



Figura 5.10. Corrientes eléctricas de foto-FEM en función de la frecuencia espacial para diferente grosor (l) de las capas buffer.

Obsérvese la presencia de la frecuencia de corte  $K_c = 2\pi/\Lambda_c$  denotada por las líneas con puntas de flecha para cada gráfica. Dicha frecuencia de corte se calcula a partir de tomar el máximo valor de señal multiplicado por un factor de 0.25 [5.4].

La gráfica de la figura 5.10 muestra claramente como la frecuencia de corte aumenta (incrementando la resolución espacial del dispositivo) conforme la razón d/l crece. También se puede observar que ganar en resolución espacial implica pagar con pérdidas la máxima amplitud de la señal que se puede obtener.

Las estructuras que se utilizaron en el presente trabajo de tesis tienen razones d/l de 10.5 y 5 para la super-red y para las estructuras EH's respectivamente. Sin embargo, es necesario mencionar aquí que los grosores de las regiones intrínsecas de ambas estructuras son diferentes. Sus frecuencias espaciales de corte se muestran en la gráfica de la figura 5.11.



Figura 5.11. Curvas que muestran la resolución espacial y las frecuencias de corte de las estructuras utilizadas que toman en cuenta solamente a la geometría de las estructuras. Los grosores de las estructuras son:  $d_{super-red} = 2.1 \,\mu\text{m}$ ,  $d_{EH's} = 1.0 \,\mu\text{m}$ ;  $l = 0.2 \,\mu\text{m}$  para ambas estructuras.

En general, las dependencias experimentales observadas en nuestras estructuras siguen bien las predicciones teóricas. En particular, en la gráfica de la

figura 4.18, obtenida para la estructura de super-red IL138, las líneas sólidas representan una simulación numérica utilizando la ecuación 5.16 multiplicada por un factor numérico de ajuste. Los datos muestran una discrepancia con el ajuste teórico proporcionado por la ecuación 5.16. Probablemente, el transporte y atrapamiento lateral de carga son los causantes de dicha discrepancia. La ecuación 2.20 presentada en la sección 2.5.2 cuantifica dicho fenómeno de transporte.

De hecho, la frecuencia espacial de corte observada en la super-red IL134 (ver la figura 4.18) debe ser en primera instancia la misma que aquella obtenida para la muestra IL138 no importando la longitud de onda que genere el patrón de franjas brillantes y oscuras en la muestra. Ahora, debido a que se utilizaron intensidades diferentes, se observa como el fenómeno de transporte lateral de carga modifica la resolución espacial de la estructura.

Recuérdese que para las estructuras implantadas con protones el factor d/l = 5, por lo que la frecuencia de corte estará situada alrededor de las  $6.4 \times 10^3$  líneas/mm. En las gráficas experimentales presentadas en las figuras 4.19 y 4.20 no se observan las frecuencias de corte debido a que el arreglo óptico que se utilizó (figura 4.2) no podía proporcionar frecuencias espaciales más altas a  $2 \times 10^3$  líneas/mm. Nuevamente, las líneas sólidas continuas representan una simulación numérica utilizando la ecuación 5.16 multiplicada por un factor numérico de ajuste.

#### 5.5. Transporte de Carga No-Lineal

En semiconductores como el Arseniuro de Galio (GaAs), el mínimo de la banda de conducción en el punto  $\Gamma$  de la primera zona de Brillouin se encuentra desplazado por solo 0.28 eV del mínimo de la banda satélite en el punto L de la misma zona de Brillouin [5.5], ver figura 5.9. Esto provocará que, portadores de carga acelerados, por la presencia de un campo eléctrico, puedan adquirir suficiente energía (electrones calientes) para realizar una transición de la región  $\Gamma$  a la región L, donde la masa efectiva de los portadores involucrados es mas grande y su movilidad es mas baja.



Figura 5.12. Diagrama E-k simplificado que muestra algunos de los múltiples mínimos en la banda de conducción para el GaAs. Las iniciales HH y LH hacen referencia a los huecos pesados y huecos ligeros respectivamente.

Estas transiciones inducirán a su vez, una región de resistencia diferencial negativa; este fenómeno fue descubierto por J. B. Gunn [5.6]. De hecho, el fenómeno fue reportado como oscilaciones de corriente eléctrica en el rango de frecuencias bajas de microondas. Ahora bien, debido a que las corrientes eléctricas generadas por foto-FEM no estacionaria son proporcionales a la fotoconductividad de la muestra, también debe observarse una influencia del campo eléctrico aplicado sobre las corrientes de foto-FEM.

En la dependencia experimental mostrada en la figura 4.22, se observa claramente el fenómeno de transporte de carga no lineal (electrones calientes). Se observan las tres regiones características del transporte no lineal de carga. La primera región esta acotada por campos eléctricos menores a 20 kV/cm: en esta región se tiene una movilidad de portadores de carga  $\mu_I$ . La región de resistencia diferencial negativa esta acotada en la región 20 kV/cm  $\leq E_0 \leq$  36 kV/cm; y la tercer región se observa para campos eléctricos mayores a 36 kV/cm; para la cual la movilidad  $\mu_2 <$  $\mu_I$ . A nuestro entender, es la primera vez que se observa transporte de carga no lineal en una estructura p-i-n semiaislante y que puede dar origen a oscilaciones eléctricas en el rango de microondas.

Esta gráfica proporciona también información acerca del tipo de portadores de carga dominantes que interviene en el proceso de conducción eléctrica en la región de

resistencia diferencial negativa. Los electrones son los portadores mayoritarios en esta región. Si los portadores de carga dominantes hubieran sido los huecos, solo se hubiese observado una sola pendiente en la gráfica de la figura 4.22.

En la gráfica de la figura 4.23 se observa el comportamiento de la señal de foto-FEM en función del campo eléctrico aplicado a la muestra. Se puede observar claramente la influencia del fenómeno de transporte no lineal de carga (electrones calientes) sobre la señal de foto-FEM. Además, se observa también como el potencial interconstruido de la muestra ~ 1.25 V (~ 5.7 kV/cm), juega un papel crítico para campos eléctricos aplicados menores a  $E_{bi}$ . En esta región el comportamiento de la señal es cuadrático, es decir, es una dependencia típica de foto-FEM versus campo eléctrico aplicado (las líneas punteadas claras representan un ajuste cuadrático multiplicado por un factor de escala). Para campos eléctricos mayores a  $E_{bi}$ , este último ha sido apantallado completamente, y la señal de foto-FEM arroja una curva típica de trasporte no lineal de carga. Las líneas punteadas oscuras representan el comportamiento que debería seguir foto-FEM en ausencia del campo eléctrico interconstruido. En la región donde el campo externo rebasa los 25 kV/cm se observa nuevamente el crecimiento de la señal con una movilidad de portadores de carga menor que en la región 5.7 kV/cm <  $E_0 < 11 \text{ kV/cm}$ .

Por otra parte, en la figura 4.24 se observa el comportamiento de la señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación. Nótese que el campo interconstruido de la muestra y el aplicado externamente son de carácter aditivo, esto debido a que se trabajó en la denominada polarización inversa para el diodo p-i-n. En las otras gráficas de la misma figura se observa que el pico de foto-FEM no se desplaza en frecuencia conforme se varía el campo eléctrico aplicado.

Recordemos que el tiempo de formación del campo eléctrico de carga espacial para un material en volumen, cuyo transporte de carga esta dominado por mecanismos de deriva, está dado por la ecuación:[5.7]

$$\tau_{sc} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\sigma_p + \sigma_d} \left[ 1 + \left( K L_E \right)^2 \right] = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{(I \alpha \tau + n_d) e \mu} \left[ 1 + \left( K \mu \tau E \right)^2 \right], \tag{5.17}$$

donde cada uno de los términos de la ecuación 5.17 ya han sido descritos con anterioridad (Capítulo II, sección 2.5). Esta ecuación predice un crecimiento cuadrático del tiempo de formación del campo de carga espacial conforme se incrementa el campo eléctrico aplicado ( $E_0$ ). En otras palabras, la frecuencia de resonancia observada en la figura 4.23 debería moverse hacia las frecuencias bajas conforme se incrementa el campo eléctrico, lo cual claramente no sucede. Este comportamiento puede explicarse por la existencia del transporte de carga no lineal. Así, los incrementos del campo eléctrico aplicado se ven compensados por la drástica disminución de la movilidad de los portadores de carga en la región de resistencia diferencial negativa, induciendo de esta manera cambios muy pequeños o incluso nulos en el tiempo de formación del campo de carga espacial.

Es necesario mencionar aquí, que el desplazamiento de la frecuencia de resonancia no ha sido también observado en pozos cuánticos en configuración transversal [2.67]. Este corrimiento de la frecuencia de resonancia podría restituirse si se compensa adecuadamente el campo aplicado con el campo eléctrico interconstruido inherente a una estructura p-i-n.

# CAPITULO VI

# Conclusiones

Se investigó la generación de corrientes eléctricas por Fuerza Foto-Electromotriz (foto-FEM) no estacionaria en estructuras semiconductoras de Arseniuro de Galio (GaAs) en configuración de diodo p-i-n. Se enfatiza aquí, que es la primera vez que se diseñan, crecen y procesan en su totalidad unas estructuras p-i-n crecidas en un sustrato de GaAs (primera contribución del presente trabajo de tesis) para cuantificar el efecto de FEM. Estos dispositivos, per se, poseen un campo eléctrico inter-construido, lo que los hace muy atractivos, ya que no requieren de una fuente externa generadora de campo eléctrico para incrementar la magnitud de corrientes de FEM. Aunado a esto, el Arseniuro de Galio además de su elevada fotoconductividad, tiene una alta absorción óptica en la región infrarroja, donde existen eficientes fuentes de luz a base de materiales semiconductores, haciéndolo atractivo para diferentes aplicaciones prácticas. Esto los convirtió en dispositivos dignos de ser estudiados para posibles aplicaciones en interferometría adaptativa, sensores ópticos y en el área de las telecomunicaciones ópticas. Aún más, los dispositivos que se fabricaron, resultan útiles como elementos de detección convencionales para mediciones de irradiancias en la región infrarroja.

1. Las estructuras p-i-n investigadas fueron crecidas en el laboratorio de Epitaxia por Haces Moleculares (MBE) para semiconductores III-V, por el Profesor Michael R. Melloch de la Universidad de Purdue, EUA. En una de las estructuras (la estructura cuántica), la región intrínseca se formó como una super-red cristalina, ésta resalta las propiedades electro-ópticas/fotorrefractivas de dicho dispositivo, pero degrada la movilidad de los portadores de carga eléctrica. Como resultado, se reduce la conductividad de la muestra, afectando en última instancia la eficiencia de generación de las corrientes de foto-FEM. En la otra estructura, la región intrínseca se creció sin super-red y se emparedó por capas crecidas a baja temperatura para generar los defectos y poder formar el campo de carga espacial necesario para la generación de corrientes de foto-FEM. En esta estructura, se elimina la baja movilidad de los portadores de carga como una limitante en la generación de dichas corrientes. Dicha estructura se obtuvo en la denominada configuración mesa; en donde el sustrato no se remueve, lo que implica que experimentos de mezclado de ondas ópticas no se pueden llevar a cabo. Las estructuras mesa fueron implantadas con protones (iones de hidrógeno) con la finalidad de proporcionar defectos suficientes. Las dosis de protones utilizadas fueron de  $1 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>,  $5 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>,  $1 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>,  $3 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>,  $7 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> y  $1 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup>; todas ellas a una energía de implantación de 180 keV y a temperatura ambiente. La profundidad de penetración de los protones fue estimada realizando simulaciones con el software de computación denominado TRIM. La cantidad de defectos inducida por las implantaciones de protones yacen en el rango que va desde  $8 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>  $< N_A < 3.8 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> y de  $4 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>  $< N_D < 3.8 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>.

2. Las estructuras preparadas fueron sometidas a caracterizaciones ópticas. El análisis espectral se llevó a cabo utilizando técnicas de espectroscopía convencional y espectroscopía por fotomodulación. Esta última, permitió observar el confinamiento excitónico en las estructuras cuánticas mediante la presencia de picos de resonancia para los huecos ligeros y pesados en 840 nm y 847 nm respectivamente y sin calentar a la muestra (fenómeno que puede aparecer al utilizar la técnica de espectroscopía por electromodulación) y de esta manera obtener resultados confiables. La espectroscopía convencional confirmó la disminución de la fotocorriente conforme se incrementaba la dosis de protones en las muestras implantadas. Dos órdenes de diferencia en magnitud fueron detectados entre los dispositivos no implantados con aquellos que poseían la dosis de protones de  $1 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup>. La espectroscopía convencional, proporcionó también las regiones espectrales de mayor eficiencia cuántica de los dispositivos utilizados, ésta se encuentra alrededor de los 700 nm.

3. Caracterizaciones eléctricas fueron también realizadas, éstas permitieron evaluar la capacitancia de las estructuras utilizadas: 320-368 pF para las estructuras

implantadas y 408 pF para la estructura cuántica. Se evaluó también el potencial interconstruido de las estructuras p-i-n (~1.25 V); mediante estudios de corriente-voltaje realizados a las muestras. Dicho potencial es prácticamente independiente de la dosis de protones utilizada. Esto se confirmó también mediante gráficas de  $1/C^2$  (C es la capacitancia de la muestra) con respecto al voltaje aplicado a la muestra.

La generación de corrientes eléctricas utilizando radiación láser de 532 nm y modulada en intensidad permitió obtener el producto  $\mu\tau$  (movilidad-tiempo de vida efectivo de los fotoportadores involucrados en el fenómeno de trasporte) de las muestras implantadas con protones. El incremento de la dosis de protones en dos órdenes de magnitud a partir de  $1 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>, disminuye el tiempo de vida de fotoportadores en ~1.3 órdenes de magnitud, ya que la movilidad, también hace lo propio con un decremento de la fotovoltaje como una función de la intensidad, arrojan el valor de la irradiancia de corte para la cual se obtiene la así llamada condición de banda plana (~4 mW/cm<sup>2</sup>).

4. Los experimentos de foto-FEM fueron realizados utilizando las longitudes de onda de 532 nm y 844 nm iluminando a las estructuras de un solo lado por ambos haces de grabado y una modulación periódica senoidal de fase de uno de los haces que generaban el patrón de interferencia. La simetría de la estructura indujo corrientes de FEM en el segundo armónico de la señal de modulación. Las señales fueron medidas en función de varios parámetros: amplitud de modulación, frecuencia de modulación, frecuencia y del campo eléctrico externo aplicado.

5. Las dependencias de la señal de foto-FEM con respecto a la frecuencia de modulación, se encuentran en concordancia cualitativa con las predicciones del modelo teórico original (segunda contribución del presente trabajo de tesis) que modela a la estructura como una serie de circuitos RC discretos. Dicho modelo predice un comportamiento en el cual se genera una resonancia bastante amplia y cuyo máximo centrado alrededor de la frecuencia de corte es igual al inverso del tiempo de relajación dieléctrico de la estructura y que crece linealmente con la intensidad de iluminación.

El valor de  $\tau_{di}$  para una potencia óptica de ~0.6 mW va de ~2 ms a ~0.2 ms para las dosis de protones comprendidas entre  $1 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup> y  $5 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup> respectivamente. Para el rango de frecuencias de modulación menores a la frecuencia de corte, el modelo también explica la ausencia de la dependencia de la amplitud de la señal con respecto a la intensidad de la luz. La segunda frecuencia de corte observada en las estructuras p-i-n no esta relacionada con la relajación de fotoconductividad, y no se observa a tiempos mayores de 1 µs ( $\Omega/2\pi < 1$  MHz) para una longitud de onda de irradiación de 844 nm. Esta segunda frecuencia de corte esta asociada a la capacitancia y resistencia de las muestras utilizadas.

6. La dependencia de las corrientes de foto-FEM en función de la frecuencia espacial de las franjas, proporciona la resolución de los dispositivos con los cuales se trabajó. Se encontraron las frecuencias espaciales de corte cuyos valores fueron de  $5.3 \times 10^3$  mm<sup>-1</sup>, y  $6.3 \times 10^3$  mm<sup>-1</sup> para las estructuras de super-red y para las estructuras implantadas respectivamente. Se corroboró que dicha frecuencia espacial de corte es una función directa de la geometría de las estructura, así como del transporte lateral de carga eléctrica generado por los campos eléctricos de borde. Se encuentra además un comportamiento similar a los denominados moduladores ópticos espaciales PRIZ y PROM.

7. Se observó que el campo eléctrico interconstruido provoca que la señal de foto-FEM no siga el comportamiento de la fotoconductividad ( $V_{applicado} < 1.29 \text{ V}$ ) y esto se hace notar por la presencia de una meseta para valores comprendidos entre 0 y 1.2 V. Además, el valor pico de FEM, a diferencia de las muestras en volumen, no sufre corrimientos en frecuencia conforme se varia el campo eléctrico aplicado a la muestra.

8. Se observó en los experimentos realizados el efecto del transporte no-lineal de carga (electrones calientes) en la generación de las corrientes de foto-FEM. Esto se aprecia por la aparición de una región de resistencia diferencial negativa.

9. Se encontró que la dosis de implantación de protones que maximiza la señal de de foto-FEM es de  $1 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> (tercera contribución del presente trabajo de tesis). La comparación de valores pico de foto-FEM entre las dos estructuras p-i-n, muestra

que la estructura implantada con protones proporciona un valor de por lo menos un orden de magnitud más grande que el medido en las estructuras cuya región intrínseca es una super-red. La respuesta a la pregunta del por que las muestras crecidas a bajas temperaturas no generan señales de FEM permanece abierta.

Como trabajo a futuro se sugiere realizar los experimentes alrededor de 700 nm, dado que es una longitud de onda para la cual los estudios espectroscópicos de las estructuras mostraron fotocorrientes de mayor magnitud. Además de que se sugiere también la realización de mediciones en el armónico fundamental, ya que también es posible de obtener en las estructuras utilizadas. Otra facción interesante de indagar es la realización de experimentos a una longitud de onda de 1064 nm, la cual se sabe genera transporte bipolar de carga.

Bandas de energía prohibida en función de las constantes de red para algunos compuesto binarios III-V



# APENDICE B

# Equipo y Sistemas Opticos empleados en Laboratorio

## 4.1 Introducción

Los trabajos experimentales en el area de óptica no lineal, suelen requerir de un elevado número de componentes ópticos y aparatos de medición. En las siguientes subsecciones se describen las características de todos y cada uno de ellos.

## 4.2 Equipo de Instrumentación Electrónico

La obtención de las variables monitoreadas en el presente trabajo de tesis, requiere de equipo de intrumentación electrónico y óptico. A continuación se listan las características de los instrumentos y dispositivos utilizados en el presente trabajo de tesis.

#### 4.2.1 Osciloscopio

El monitoreo de de algunas variables temporales se realizó mediante el empleo de osciloscopios digitales de tiempo real marca Tektronix.

Osciloscopio Digital de Fósforo TDS3012B de dos canales, ancho de banda de 100MHz, razón de muestreo por canal de 1.25 GS/s, sensibilidad vertical de 1mV/div, impedancia de entrada configurable de 1M $\Omega$  o 50 $\Omega$ .

Osciloscopio Digital con pantalla LCD TDS 210, provisto de dos canales de entrada, ancho de banda de 60MHz, razón de muestreo de 1GS/s, sensibilidad vertical de 2mV/div e impedancia de entrada de 1 M $\Omega$ .

#### 4.2.2 Gnerador de Funciones

La generación de señales tanto de excitación como de sincronía se realizaron mediante un generador de funciones de la compañía Stanford Research Systems.

Generador de Funciones DS335 con capacidad de generación de ondas senoidales (3.1MHz máx.), cuadradas (3.1MHz máx.), tipo rampa (10KHz máx.), triangulares (10KHz máx.) y ruido (3.5MHz máx); para todas las formas de onda, la mínima amplitud pico a pico es de 50mV, con impedancia de salida de 50 $\Omega$ .

#### 4.2.2 Amplificador Lock-in

La detección de señales con amplitudes pico a pico menores a 1mV son fácilmente monitoreadas con el empleo de amplificadores lock-in de la compañía Stanford Reaserch Systems.

Amplificador Lock-in Analógico modelo 510, rango de frecuencias de operación de 0.5Hz a 100KHz, nivel de ruido de entrada de  $7nV/\sqrt{Hz}$  a 1kHz, integraciones desde 1ms hasta 10s, impedancia de entrada de 100M $\Omega$  y 25pF.

Amplificador Lock-in Digital DSP 850, rango de frecuencias de operación de 1mHz a 102KHz, entradas de voltaje diferencial o única (impedancia de entrada 10M $\Omega$  + 25pF), entrada de corriente (impedancia de entrada de 1K $\Omega$ ), nivel de ruido de entrada de 6nV/ $\sqrt{Hz}$  a 1kHz (típico), tiempos de integración de 10µs a 30s para señales de referencia mayores a 200Hz.

#### 4.2.3 Medidor de Capacitancias

Medidor de capacitancias modelo 7200 manufacturado por Boonton Electronics Corporation. Este medidor programable opera en un rango de capacitancias de 0F a 2000pF, a 1MHz un rango en conductancias de 0 a 2000 $\mu$ S, fuente de polarización interna de ±100V.

#### 4.2.4 Multímetros Digitales

Multímetro digital Fluke 83 de 3-3/4 dígitos con las siguientes características: Voltaje de DC de 0V a 1000V con exactitud de +/- (0.1%+1) y resolución máxima de 0.1mV, voltaje de AC de 0V a 1000V con exactitud de +/- (0.5%+2) y resolución máxima de 0.1mV, corriente de DC de 0A a 10A con exactitud de +/- (0.4%+2) y resolución máxima de 0.01mA, corriente de AC de 0A a 10A con exactitud de +/- (1.2%+2) y resolución máxima de 0.1µA, resistencia de 0Ω a 40MΩ con exactitud de +/- (0.4%+1) y resolución máxima de 0.1Ω, capacitancia hasta de 5µF con exactitud de 1%+3 y resolución máxima de 0.01nF, frecuencia de hasta 200KHz con exactitud de 0.005%+1 y resolución máxima de 0.01Hz y alimentación con batería de 9V.

### 4.3 Equipo de Instrumentación Optico

#### 4.3.1 Láseres de Onda Continua

Láser de Estado Sólido de onda continua Verdi V-5 de Coherent de alta potencia (5W) bombeado por diodo, longitud de onda de emisión de 532nm, diametro del haz de 2.25mm  $\pm$  10% (medido a 1/e<sup>2</sup> en el puerto de salida), ancho de línea menor a 5MHz rms.

Diodo láser sintonizable de onda continua de cavidad externa modelo 2010 de la marca Newport, con rango de sintonización en longitudes de onda de 700nm a 915nm y resolución de 0.1nm. Potencia máxima de salida de 500mW con una corriente de bombeo de 50mA, estabilidad del 1%, forma elíptica del haz de salida (2.5 x 0.7mm) con divergencia de ~1mrad.

La elipticidad de la forma del haz láser tuvo que ser cuantificada, con la finalidad de obtener las irradiancias incidentes en las muestras en la cuales se realizaron los experiementos de foto-FEM. Las gráficas de las figuras 4.1 y 4.2 muestran los resultados obtenidos.



Figura 4.1. Perfil horizontal del haz de prueba para la longitud de onda de 844nm.



Figura 4.2. Perfil vertical del haz de prueba para la longitud de onda de 844nm

#### 4.3.2 Modulador Electro-Optico

Para modular el haz láser en fase o en amplitud, se utilizó un modulador electro-óptico del fabricante Conoptics

Modulador de luz electro-óptico de campo transversal modelo 350-80 con cristal KD\*P (Potasio-Di-Deuterio-Fosfato), voltaje de media onda para 500nm de 261V,

rango de frecuencias de modulación DC a 1MHz. Este modulador incorpora un amplificador de voltaje incluido (modelo 302A).

#### 4.3.3 Cortador de Haz Optico (Chopper)

Cortador de Haz Optico de Stanford Research Systems, modelo SR540, frecuencias de cortado del haz de 4Hz a 400Hz con disco de seis ranuras, de 400Hz a 3.7KHz con disco de 30 ranuras, con estabilidad en frecuencia de 250 ppm/°C típica.

#### 4.3.4 Detectores de Pontencia Optica

Detector de Potencia Optica LaserMate-Q de Coherent, rango de longitudes de onda de operación de 400nm a 1064nm, rango de potencias de trabajo de 10nW a 50mW, diametro del sensor de 7.9mm.

# 4.4 Profundidades de desgaste de las muestras utilizadas

Muestra	Profundidad del
	desgaste µm
EH04	2.5
EH08	2.5
EH03	2.0
EH09	1.8
EH13	2.2
EH17	2.2
EH14	2.2
EH31	2.2
EH26	2.2
EH32	2.2
EH12	2.0
EH15	2.2

# APENDICE C

# Publicaciones y trabajos en congresos derivados del presente trabajo de tesis

- "Enhanced non steady photo-electromotive force in p-i-n structures". Eliseo Hernández Hernández, Carlos M. García Lara, Rubén Ramos García, Jonh A. Coy, Michael R. Melloch and D. D. Nolte, Superficies y Vacío, Volumen 16(3), 12-17, Septiembre de 2003.
- "Photo-EMF Effect under the Influence of Nonlinear Hot-Electron Transport in Photorefractive Quantum Wells Diodes". E. Hernández-Hernández, C. García Lara, P. Rodríguez, R. Ramos García, D. D. Nolte, M. R. Melloch, OSA TOPS, Vol. 62 Photorefractive Effects, Materials and Devices, 410-416, 2001.
- "Enhanced Non Steady Photo-Electromotive Force in p-i-n Structures". XXII Congreso Nacional de la Sociedad Mexicana de Ciencia de Superficies y Vacío A. C. Octubre de 2002, Boca del Río, Veracruz.
- "Non-steady-state Photo-EMF signal under high applied fields in GaAs quantum wells". OSA Annual Meeting and Exhibit 2000. Providence, Rhode Island, USA.
- "Fuerza foto-electromotriz no estacionaria bajo la incfluencia de campos eléctricos aplicados a pozos cuánticos de GaAs". XLIII Congreso Nacional de Física. Septiembre de 2000, Puebla, Puebla.
- "Transporte de carga no lineal debido a electrones calientes en estructuras cuánticas fotorrefractivas". XLIII Congreso Nacional de Física. Septiembre de 2000, Puebla, Puebla.

## Lista de Figuras

### Capítulo I

- Figura 1.1 (a) Estructura cristalina libre de defectos, (b) y (c) son 3 estructuras cristalinas con diferentes tipos de defectos y (d) diagrama de bandas de energía de un material con diferentes tipos de impurezas [1.12].
- Figura 1.2 Generación del campo eléctrico de carga espacial en materiales 4 fotoconductores con impurezas de nivel profundo.

# **Capítulo II**

- Figura 2.1 Diagramas de bandas de energía simplificados que muestran los 13 diferentes tipos de fotoconductividad en un material semiconductor con un solo nivel de impurezas  $(N_D^0)$ . El ancho de la banda de energía prohibida esta dado por  $\Delta E = E_c E_v$ .
- Figura 2.2 Principales configuraciones ópticas utilizadas para observar el 14 efecto de Foto-FEM  $(J^{\Omega})$ . MEO: modulador electro-óptico, MAO: modulador acusto-óptico,  $R_L$ : resistencia de carga,  $U_0$ : caída de voltaje proporcional a  $J^{\Omega}$ .
- Figura 2.3 Diagramas de bandas de energía de los diferentes tipos de 24 hteroestructuras.
- Figura 2.4 Geometrías de transporte eléctrico en las estructuras cuánticas 24 fotorrefractivas.  $\vec{K}$  representa al vector de la rejilla.
- Figura 2.5 Geometría típica de un modulador electro-óptico espacial de 25 luz. Los electrodos en estas estructuras son transparentes
- Figura 2.6 Comportamiento de las líneas de campo eléctrico y 26 redistribución de la carga eléctrica en presencia de un patrón no homogéneo de luz.

128

- Figura 2.7 Corrientes eléctricas de foto-FEM con saturación de impurezas. 31 a)  $E_{q1} = 10E_D$ , b)  $E_{q2} = E_D$  y c)  $E_{q3} = 0.5E_D$ ,  $\Omega \tau_{di} = 1$  y  $L_D = 1$ .
- Figura 2.8 Corrientes eléctricas de foto-FEM con tiempos de vida finitos 32 de los fotoportadores de carga.  $\tau_{di} = 10$ ms,  $\tau = a-10$ , b-1, c-0.1 y d-0.01 ms,  $KL_D = 1$ .
- Figura 2.9 Corrientes eléctricas de foto-FEM en presencia de campo 33 eléctrico aplicado. (a)  $KL_D = 1$ ,  $E_0/(k_BT/eL_D) = 0$  (línea a), 2 (línea b) y 4 (línea c); (b)  $E_0/(k_BT/eL_D) = 4$ ,  $KL_D = 0.5$  (línea a), 1 (línea b) y 2 (línea c), [2.34].
- Figura 2.10 Corrientes eléctricas de foto-FEM en un material fotoconductor 34 bipolar sin saturación de impurezas para cuando:  $\Omega \ll \tau_{sc}^{-1}$ .  $L_{De} = 3L_{Dh}, \ \sigma_e / \sigma_h = 0$  (línea a), 0.3 (línea b), 0.6 (línea c) y 1 (línea d).
- Figura 2.11 (a) Detección de la señal de foto-FEM no estacionaria en 35 configuración longitudinal con el patrón de interferencia inclinado. (b) La dependencia de la señal de FEM contra el ángulo de incidencia observada en la estructura PRIZ, [2.56].
- Figura 2.12 (a) Configuración experimental para la observación del efecto 36 de foto-FEM no estacionario usando dos haces contrapropagándose a través de una película polimérica. (b) Dependencia experimental de la señal de foto-FEM en función del campo externo aplicado [2.64].
- Figura 2.13 (a) Configuración longitudinal de un fotodetector adaptativo. El 37 patrón de interferencia vibrante (con frecuencia  $\omega$ ) es generado por  $I_1$  e  $I_2$ .  $I_0$  es un haz de iluminación incoherente y uniforme de la misma longitud de onda que los haces que forman el patrón de interferencia. (b) Modulación de fase rectangular y

respuesta eléctrica.

- Figura 2.14 Dependencias de la señal de segundo armónico en función de la 38 frecuencia de modulación (a) y de la frecuencia espacial (b). Los parámetros son:  $\lambda = 0.532 \ \mu\text{m}$ ,  $R_L = 100 \ \text{k}\Omega$ ,  $\Delta = 3.14 \ \text{rad} \ \text{y}$  $U_0 = 200 \ \text{V}$  para ambas figuras.  $I_0$ , mW/mm<sup>2</sup>: (A) 0.1, (B) 0.2, (C) 0.4, (D) 0.9 y (E) 1.4 y  $K = 2.6 \ \text{mm}^{-1}$  para la figura (a).  $I_0$ , mW/mm<sup>2</sup>: (A) 0.2, (B) 0.6, (C) 1.7 y  $\Omega/2\pi = 400 \ \text{Hz}$  para la figura (b), [2.66].
- Figura 2.15 Comportamiento del pulso de corriente a través de la muestra 39 después de encender la radiación láser.  $\lambda = 0.532 \ \mu m$ ,  $I_0 = 1.5 \ mW/mm^2$ ,  $R_L = 100 \ k\Omega$ ,  $U_0$ , V: (A) 50, (B) 100, (C) 200, (D) 300, [2.66].
- Figura 2.16 (a) Dependencia de la amplitud de la señal de FEM contra la 40 frecuencia espacial, y (b) dependencia similar contra la frecuencia de modulación, [2.68].

### **Capítulo III**

- Figura 3.1 Diagrama típico de una de las cámaras de un sistema MBE, 43 [3.1].
- Figura 3.2 (a) Estructura física del diodo p-i-n y (b) su diagrama de bandas 45 de energía. E: dirección del campo eléctrico interconstruido, E<sub>c</sub>: energía en la banda de conducción, E<sub>F</sub>: nivel de Fermi, E<sub>v</sub>: energía en la banda de valencia, V<sub>bi</sub>: potencial interconstruido, *e*: carga eléctrica del electrón.
- Figura 3.3Diagrama de la estructura p-i-n con una super-red en su región46intrínseca y las temperaturas de crecimiento (TC) utilizadas.
- Figura 3.4 Estructura p-i-n sin super-red en su región intrínseca. Nótese 47 que solo en dos capas se utilizó una temperatura diferente a 600 °C.

- Figura 3.5 Estructuras procesadas y preparadas para la realización de 48 mediciones. (a) Estructura de transmisión, (b) estructura tipo mesa. Las dimensiones no están a escala.
- Figura 3.6 Esquema qe muestra los diferentes tipos de cortes realizados a 49 la oblea de GaAs para la obtención de los dispositivos de uso final.
- Figura 3.7 Procedimiento estándar de limpieza utilizado en la industria de 50 los semiconductores mediante elempleo del baño ultrasónico.
- Figura 3.8 Proceso fotolitográfico en el cual se muestra la colocación de la 52 mascarilla sobre el chip a ser trabajado. El alineador de mascarillas, no mostrado en la figura y que manipula a la placa de cuarzo, se encarga de colocar la mascarilla en la posición deseada del chip.
- Figura 3.9 Generación de la estructura mesa utilizando ataque químico. La 53 parte sombreada indica las partes que se removieron con el ataque químico.
- Figura 3.10 Profundidades de desgaste obtenidas con diferentes tiempos de 54 inmersión: (a)-43, (b)-46 y (c)-49 minutos.
- Figura 3.11 Estructura p-i-n con electrodos de oro y forma rectangular ya 55 depositados.
- Figura 3.12 Dispositivo terminado para su uso como detector de foto-FEM. 56
- Figura 3.13 Magnitud de los diferentes campos eléctricos generados en las 59 muestras bajo análisis en función del periodo espacial de la rejilla. (1) Representa al campo de difusión, (2-6) son los campos de saturación  $E_{qi}$  para las concentraciones promedio de trampas presentadas en la tabla 3.2.  $E_{bi}$  es el campo eléctrico inter-construido en las estructuras p-i-n.
- Figura 3.14 Arreglo óptico utilizado para realizar espectroscopía por foto- 60 modulación.

131

- Figura 3.15 Espectro de transmitancia diferencial de la muestra con super- 61 red obtenido mediante la espectroscopía por foto-modulación.
- Figura 3.16 Arreglo óptico utilizado para realizar mediciones espectrales de 63 foto-conductividad en las estructuras estudiadas.
- Figura 3.17 Espectroscopía de la foto-corriente que fluye en las muestras 63 implantadas.
- Figura 3.18 Dependencia espectral de la foto-corriente en la muestra con 64 super-red denominada IL134. Las regiones encerradas en círculos indican las transiciones excitónicas.
- Figura 3.19 Sistema óptico experimental utilizado para medir la foto corriente generada por radiación láser modulada en amplitud.
   EOM: modulador electro-óptico configurado como modulador de amplitud.
- Figura 3.20 Foto-corriente versus frecuencia de modulación de la radiación 66 láser. La longitud de onda de trabajo fue de 845nm.
- Figura 3.21 Arreglo óptico utilizado para obtener la foto-corriente y el fotovoltaje de las estructuras mesa. FDN: filtro óptico variable de densidad neutra.
- Figura 3.22 Datos experimentales de la foto-corriente generada en la 67 estructura mesa con una dosis de implantación de protones de  $H^+ = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .  $\Omega/2\pi : (\blacksquare)-100$ , (▲)-200 y (○)-400 Hz.
- Figura 3.23 Producto movilidad-tiempo de vida para las estructuras mesa 68 implantadas con protones.
- Figura 3.24 Tiempo de vida electrónico en función de la dosis de protones. 68
- Figura 3.25 (a) Circuito eléctrico utilizado para medir las curvas corriente- 70 voltaje de las estructuras tipo mesa. A: amperímetro, V: voltímetro. (b) Curvas corriente voltaje para los dispositivos implantados.
- Figura 3.26 Capacitancias y permitividades dieléctricas de las estructuras 71

mesa implantadas con protones.

- Figura 3.27 Obtención del potencial interconstruido de las estructuras EH's. 73 La intersección de la línea punteada con el eje de las abscisas indica dicho potencial. (•)  $H^+ = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , (+)  $H^+ = 3x10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .
- Figura 3.28 Respuesta en frecuencia de la estructura p-i-n con super-red en 74 la región intrínseca. (a) Circuito electrónico utilizado. (b) Gráfica de la función de transferencia (Δ) y los datos experimentales (●).

### **Capítulo IV**

- Figura 4.1 Arreglo óptico utilizado para la caracterización de las señales 76 generadas por foto-FEM resonante a  $\lambda = 845$  nm. BS1, BS2: divisores de haz.
- Figura 4.2 Arreglo óptico utilizado para la caracterización de las señales 76 generadas por foto-FEM no resonante utilizando una longitud de onda  $\lambda = 532$  nm.
- Figura 4.3 Producto de funciones Bessel de primera especie. La línea 78 punteada corresponde al producto  $J_0(\Delta)J_1(\Delta)$ , mientras que la línea sólida corresponde al producto  $J_0(\Delta)J_2(\Delta)$ .
- Figura 4.4 Señal de foto-FEM como función de la amplitud de 78 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \,\mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 7$  kHz,  $I_T = \blacktriangle -57$  y  $\bigcirc -18 \text{ mW/cm}^2$ .
- Figura 4.5 Señal de foto-FEM como función de la amplitud de modulación 79 para dos diferentes dosis de protones,  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 10 \text{ kHz}$ ,  $I_T = 4.7 \text{ mW/cm}^2$ ,  $\text{H}^+ = \blacktriangle -1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\bigcirc -3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .
- Figura 4.6 Señal de foto-FEM como función de la amplitud de 80 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Omega/2\pi = 10 \ \text{kHz}$ ,

 $I_T = 4.7 \text{ mW/cm}^2$ ,  $-I_T/3 \text{ y} = -I_T/8$ .

- Figura 4.7 Señal de foto-FEM como función de la amplitud de 80 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \mu$ m,  $I_T = 4.7$  mW/cm<sup>2</sup>,  $\Omega/2\pi = 4.1$ kHz, -2kHz y -4 kHz.
- Figura 4.8 Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de 82 modulación en la estructura de super-red IL138 obtenida para diferentes intensidades de iluminación:  $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $\Lambda = 25 \ \mu\text{m}$ ,  $V_{mod} = 0.8 \text{ V}$ ,  $I_T = \bigstar -28$ ,  $\bigcirc -9.3 \text{ y} \blacksquare -4.7 \text{ mW/cm}^2$ .
- Figura 4.9 Misma dependencia a la de la figura 4.11 pero obtenida para la 82 estructura IL134:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 1$ ,  $I_T =$  $\blacktriangle$  - 57,  $\bigcirc$  -18 y  $\blacksquare$  -2 mW/cm<sup>2</sup>.
- Figura 4.10 Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de 83 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.6$ ,  $I_T = 4.7$ ,  $\bullet$ -1.6 y  $\blacksquare$ -0.6 mW/cm<sup>2</sup>.
- Figura 4.11 Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de 84 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.6$ ,  $I_T = \blacktriangle$ -4.9,  $\bigcirc$  -1.7,  $\blacksquare$ -0.5 y  $\nabla$ -0.15 mW/cm<sup>2</sup>.
- Figura 4.12 Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de 84 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.9$ ,  $I_T = 4.7$ mW/cm<sup>2</sup>. H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$ -1x10<sup>12</sup>,  $\bigcirc$ -3x10<sup>12</sup> y  $\blacksquare$ -7x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>.
- Figura 4.13 Señal de foto-FEM como función de la frecuencia de 85 modulación:  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \ \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.9$ ,  $I_T = 1.5$ mW/cm<sup>2</sup>. H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$ -1x10<sup>12</sup>,  $\circlearrowright$ -3x10<sup>12</sup> y  $\blacksquare$ -7x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>.
- Figura 4.14 Frecuencia de corte inversa como función de la intensidad total 86 incidente para los dispositivos EH's;  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5$  $\mu$ m,  $\Delta = 0.6$ , H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$ -5x10<sup>11</sup>,  $\bigcirc$ -1x10<sup>12</sup> y  $\blacksquare$ -3x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>.
- Figura 4.15 Frecuencias de corte inversa en función de la intensidad total 86 incidente para los dispositivos EH's;  $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda =$

100  $\mu$ m,  $\Delta = 0.6$ , H<sup>+</sup> =  $\blacktriangle$  -1x10<sup>12</sup> y  $\circlearrowright$  -3x10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>.

- Figura 4.16 Frecuencias de corte inversa en función de la intensidad total 87 incidente para las super-redes: A-Super-red IL138 ( $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $\Lambda = 25 \mu$ m,  $V_{mod} = 0.8$  V), O-Super-red IL134 ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 100 \mu$ m,  $\Delta = 1$  rad).
- Figura 4.17 Señal de foto-FEM observada en la estructura IL138 en función 89 de la frecuencia espacial ( $\lambda = 845$  nm, m = 1,  $V_{mod} = 0.8$ V,  $I_T = 20 \text{ mW/cm}^2$ ,  $\Omega/2\pi$ :  $\blacktriangle$ -10,  $\bigcirc$ -20 y  $\blacksquare$ -35 kHz,  $E_0 = 0$  V/cm).
- Figura 4.18 Señal de foto-FEM observada en la estructura IL134 en función 89 de la frecuencia espacial ( $\lambda = 532 \text{ nm}, m = 1, \Omega/2\pi = 7 \text{ kHz}, \Delta$ = 1,  $I_T = \blacktriangle -57 \text{ y} \bigcirc -18 \text{ mW/cm}^2$ ).
- Figura 4.19 Señal de foto-FEM observada en la estructura EH13 en función 90 de la frecuencia espacial ( $\lambda = 532 \text{ nm}, m = 1, \Omega/2\pi = 10 \text{ kHz}, \Delta$ = 0.6,  $I_T = 4.9 \text{ mW/cm}^2$ ).
- Figura 4.20 Señal de foto-FEM observada en la estructura EH14 en función 90 de la frecuencia espacial ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Omega/2\pi = 400$  Hz,  $\Delta = 0.6$ ,  $I_T = \blacktriangle -4.8$ ,  $\blacksquare -0.5$  y  $\blacktriangledown -0.13$  mW/cm<sup>2</sup>).
- Figura 4.21 Arreglo óptico utilizado para medir la foto-corriente 92 convencional en la estructura con super-red IL138 en función del campo eléctrico aplicado.
- Figura 4.22 Foto-corriente versus campo eléctrico aplicado ( $R_L$ =10 k $\Omega$ , 92  $\Omega/2\pi$ =500 Hz,  $I_T$ = 5 mW/cm<sup>2</sup>,  $\lambda$ =845 nm).
- Figura 4.23 Señal de foto-FEM en función del campo eléctrico externo ( $\lambda = 93$ 845 nm, m = 1,  $\Lambda = 25 \ \mu m$ ,  $\Omega/2\pi = 10 \ \text{kHz}$ ,  $V_{mod} = 0.8 \ \text{V}$ ,  $I_T = 5 \ \text{mW/cm}^2$ ).
- Figura 4.24 Señal de foto-FEM en función de la frecuencia de modulación 93  $(\lambda = 845 \text{ nm}, m = 1, \Lambda = 25 \text{ µm}, V_{mod} = 0.8 \text{ V}, I_T = 5 \text{ mW/cm}^2,$  $E_0$ : ( $\land$ ) 0+ $E_{bi}$ , ( $\bigcirc$ ) 4.7+ $E_{bi}$ , ( $\square$ ) 7.1+ $E_{bi}$ , y ( $\triangledown$ ) 10.7 + $E_{bi}$ .  $E_{bi} = 5.7$
kV/cm.

#### Capítulo V

- Figura 5.1 (a) Modelado de la estructura p-i-n utilizada, y (b) circuito 97 eléctrico equivalente.
- Figura 5.2 Circuito eléctrico equivalente utilizado para el análisis de 99 corrientes de foto-FEM.
- Figura 5.3 Circuito que muestra como se dividen las corrientes eléctricas 100 que fluyen en los diferentes elementos del circuito equivalente utilizado.  $Z_{eo}$  esta conformada por los elementos encerrados por las líneas punteadas.
- Figura 5.4 Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia 102 para tres diferentes intensidades. Super-red IL138.  $I_T = 5$ mW/cm<sup>2</sup>,  $C_T = 408$  pF,  $\lambda = 845$  nm,  $\alpha = 10^4$  cm<sup>-1</sup>,  $n_0 = 10^7$  cm<sup>-3</sup> [3.35],  $\mu\tau = 33 \times 10^{-9}$  cm<sup>2</sup>/V.
- Figura 5.5 Magnitudes de las impedancias de la ecuación 5.13 en función 103 de la frecuencia.  $I_T = 5 \text{ mW/cm}^2$ ,  $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $C_T = 408 \text{ pF}$ ,  $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$ .
- Figura 5.6 Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia <sup>105</sup> para tres diferentes intensidades. Super-red IL138.  $I_T = 28$ mW/cm<sup>2</sup>,  $C_T = 4080$  pF,  $\lambda = 845$  nm,  $\alpha = 10^4$  cm<sup>-1</sup>,  $n_0 = 10^7$  cm<sup>-3</sup>,  $\mu\tau = 33 \times 10^{-9}$  cm<sup>2</sup>/V.
- Figura 5.7 Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia 105 para tres diferentes intensidades. Super-red IL134.  $I_T = 57$ mW/cm<sup>2</sup>,  $C_T = 408$  pF,  $\lambda = 532$  nm,  $\alpha = 7.5 \times 10^4$  cm<sup>-1</sup>,  $n_0 = 10^7$ cm<sup>-3</sup>,  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9}$  cm<sup>2</sup>/V.
- Figura 5.8 Dependencia de la corriente  $J^{2\Omega}$  en función de la frecuencia 106 para tres diferentes intensidades. Super-red IL134.  $I_T = 57$

mW/cm<sup>2</sup>,  $C_T = 4080$  pF,  $\lambda = 532$  nm,  $\alpha = 7.5 \times 10^4$  cm<sup>-1</sup>,  $n_0 = 10^7$  cm<sup>-3</sup>,  $\mu \tau = 33 \times 10^{-9}$  cm<sup>2</sup>/V.

- Figura 5.9 Resistencia de los dispositivos implantados con protones en 109 función de la intensidad total incidente.  $H^+ = \blacktriangle -1 \times 10^{12}$ ,  $\blacksquare$ - $3 \times 10^{12}$  y  $\blacksquare$ - $7 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>. ( $\lambda = 532$  nm, m = 1,  $\Lambda = 5 \mu$ m,  $I_T = 4.7 \text{ mW/cm}^2$ ,  $\Delta = 0.6 \text{ rad}$ ).
- Figura 5.10 Corrientes eléctricas de foto-FEM en función de la frecuencia 110 espacial para diferente grosor (*l*) de las capas buffer.
- Figura 5.11 Curvas que muestran la resolución espacial y las frecuencias de 111 corte de las estructuras utilizadas que toman en cuenta solamente a la geometría de las estructuras. Los grosores de las estructuras son:  $d_{super-red} = 2.1 \ \mu\text{m}, d_{EH's} = 1 \ \mu\text{m}; l = 0.2 \ \mu\text{m}$  para ambas estructuras.
- Figura 5.12 Diagrama E-k simplificado que muestra algunos de los 113 múltiples mínimos en la banda de conducción para el GaAs. Las iniciales HH y LH hacen referencia a los huecos pesados y huecos ligeros respectivamente.

### Lista de Tablas

# **Capítulo III**

- Dosis de protones utilizadas para la implantación de las estructuras 57 mes.
- 3.2 Concentración de centros donadores y aceptores generados en las 57 estructuras tipo mesa en función de la dosis de implantación de protones.
- 3.3 Capacitancias de las capas buffer e intrínseca de las muestras 72 utilizadas.

## Referencias

#### **Capítulo I**

- [1.1] K. Seeger, Semiconductor Physics: An Introduction, 7<sup>th</sup> edition, Springer, (1989).
- [1.2] D. D. Nolte, "Semi-insulating semiconductor heterostructures: Optoelectronic properties and applications", J. Appl. Phys., 85, 6259-6289, (1999).
- [1.3] M. Cardona, Modulation Spectroscopy, Academic Press, (1969).
- [1.4] W. A. Harrison, Electronic Structure and the Properties of Solids, W. H. Freeman, (1980).
- [1.5] K. W. Böer, Survey of Semiconductors Physics, Van Nostrand Reinhold, New York, (1990).
- [1.6] G. S. Trofimov and S. I. Stepanov, "Time dependent holographic current in photorefractive crystals", Sov. Phys. Solid State, 28, 1559-1562, (1986).
- [1.7] R. W. Boyd, Nonlinear Optics, Academic Press Inc., (1991).
- [1.8] R. Dingle, C. W. Weishuck, H. L. Stormer, Morkoc and A. Y. Cho, "Characterization of high purity GaAs grown by molecular beam epitaxy", Appl. Phys. Lett., 40, 507-510, (1982).
- [1.9] J. C. Hwang, H. Tomkin, T. Brennan and R. Frahn, "Growth of high purity GaAs layers by molecular beam epitaxy", Appl. Phys. Lett., 42, 66-68, (1983).
- [1.10] M. Heiblum, E. E. Mandez and L. Osterling, "Growth by molecular beam epitaxy and characterization of high purity GaAs and AlGaAs", Appl. Phys. Lett., 54, 6982-6988, (1983).
- [1.11] S. M. Sze and J. C. Irvin, "Resistivity, Mobility and Impurity Levels in GaAs, Ge and Si at 300K", Solid State Electron., 11, 599-602, (1968).
- [1.12] D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization, Wiley - IEEE Press, 3<sup>rd</sup>, (2006).

- [1.13] S. Gupta, M. Y. Frenkel, J. A. Valdmnis, J. F. Whitaker, and G. A. Mourou, "Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures", Appl. Phys. Lett. 59, 3276-3278, (1991).
- [1.14] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction, 7<sup>th</sup> edition, Cambridge University Press, (1999).

#### Capítulo II

- [2.1] P. Bhattacharya. Semiconductor Optoelectronic Devices, Prentice Hall, (1996).
- [2.2] A. M. Glass, A. M. Johnson, D. H. Olsen, W. Simpson and A. A. Ballman, "Four-wave mixing in semi-insulating InP and GaAs using the photorefractive effect", Appl. Phys. Lett.,44, 948-950, (1984).
- [2.3] M. B. Klein, "Beam coupling in undoped GaAs at 1.06 μm using the photorefractive effect", Opt. Lett., 9, 350–352,(1984).
- [2.4] A. Katz, Indium Phospide and Related Materials: Processing, Technology, and Devices, Artech House Materials Library, (1992).
- [2.5] K. Wohlleben, W. Beck and Z. Naturforsch. "Change of the concentration and mobility of charge carriers in GaAs on irradiation with protons", Zenaa, 21A, 1057-1071, (1966).
- [2.6] J. C. Dyment, L. A. D'Asaro, J. C. Noth, B. I. Miller and J. E. Ripper,
  "Proton-bombardment formation of stripe-geometry heterostructure laser for 300K CW operation"Proc. IEEE 60, 726-728, (1972).
- [2.7] J. C. Dyment, J. C. North and L. A. D'Asaro, "Optical and electrical properties of proton-bombarded p-type GaAs"J. Appl. Phys. 44, 207-213, (1973).
- [2.8] H. T. Minden, "Effect of proton bombardmet on the properties of GaAs laser diodes", J. Appl. Phys. 47, 1090-1094, (1976).
- [2.9] J. P. Donnelly and F. J. Leonberger, "Multiple-energy proton bombardment

in n<sup>+</sup>-GaAs", Solid-State Electron. 20, 183-189, (1997).

- [2.10] H. Matsumura and K. G. Stephens, "Electrical measurement of the lateral spread of the proton isolation layer in GaAs", J. Appl. Phys. 48, 2779– 2782, (1977).
- [2.11] E. V. K. Rao, N. Duhamel, P. N. Favennec and H. L'Haridon, "Investigation of compensation in implanted n-GaAs", J. Appl. Phys., 49, 3898-3905, (1978).
- [2.12] H. B. Harrison and A. L. Martin, "Electrical properties of proton and deuterium ion implanted n-type GaAs", J. Appl. Phys., 51, 2935-2936, (1980).
- [2.13] E. E. Haller, "Hydrogen in crystalline semiconductors", Semicond. Sci. Technol. 6, 73-84, (1991).
- [2.14] J. Lagowski, H.C., Gatos, j. M. Parsey, K. Wada, M. Kaminska and W. Walukiewicz, "Origin of the 0.82-eV electron trap in GaAs and its annihilation by shallow donors", Appl. Phys. Lett., 40, 342-344, (1981).
- [2.15] N. D. Jager, A. K. Verma, P. Dreszer, N. Newman, Z. Liliental-Weber, M. Van Schilfgaarde and E. R. Weber, "First Direct Observation of EL2 Like-Dfect Levels in Annealed LT-GaAs", Journal of Electronic Materials, 22, 1499-1502, (1993).
- [2.16] A. V. Ilinskii, F. Chávez, T. A. Prutskij and F. Silva-Andrade, "An optical method for determining the ionization energy of the centers controlling charge transfer in GaAs-based pin-structures", Revista Mexicana de Física, 41, 841-847, (1995).
- [2.17] P. N. Favennec, "Semi-insulating layers of GaAs by oxygen implantation", J. Appl. Phys. 47, 2532- 2536, (1976).
- [2.18] A. Zunger, Solid State Physics, Academic New York, **39**, (1986).
- [2.19] B. Clerjaud, "Transition-metal impurities in III-V compounds", J. Phys. C 18, 3615-3661, (1985).
- [2.20] J. P. Donelly and C. E. Hurwitz, Solid-State Electron., "High-resistivity

layers in n-InP produced by Fe ion implantation" 21, 475-478, (1978).

- [2.21] S. A. Schwarz, B. Schwartz, T. T. Sheng, S. Singh and B. Tell "Annealing behavior of ion-implanted Fe in InP", J. Appl. Phys. 58, 1698-1700, (1985).
- [2.22] J. Cheng, S. R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz and P. D. Wright, "Semi-insulating properties of Fe-implanted InP. I. Current limiting properties of  $n^+$ -semi-insulating –  $n^+$  structures", J. Appl. Phys., **58**, 1780-1786, (1985).
- [2.23] D. P. Wilt, B. Schwartz, B. Tell, E. D. Beebe and R. J. Nelson, "Channeled substrate buried heterostructure InGaAsP/InP laser employing a buried Fe ion implant for current confinement", Appl. Phys. Lett. 44, 290-292, (1984).
- [2.24] F. Ganikhanov, R. L. Gong, W. C. Chen, C. S. Chang and C. L. Pan, "Subpicosecond carrier lifetimes in arsenic ion-implanted GaAs", Appl. Phys. Lett. 67, 3465-3467, (1995).
- [2.25] A. Krotkus, S. Marcinkevcius, J. Jasinski, M. Kaminska, H. H. Tan and C. Jagadish, "Picosecond carrier lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions: An alternative material to low temperature GaAs for optoelectronic applications", Appl. Phys. Lett. 66, 3304-3306, (1995).
- [2.26] J. C. P. Chang, N. Otsuka, E. S. Harmon, M. R. Melloch and J. M. Woodall, "Precipitation in Fe- or Ni-implanted and annealed GaAs", Appl. Phys. Lett. 65, 2801-2803, (1994).
- [2.27] D. Crouse, D. D. Nolte, J. C. P. Chang and M. R. Melloch, "Optical absorption by Ag precipitates in AlGaAs", J. Appl. Phys. 81, 7981-7987, (1997).
- [2.28] J. M. Langer, C. Delerue, M. Lannoo and H. Heinreich, "Transition-metal impurities in semiconductors and heterojunction band lineups" Phys. Rev B. B38, 7723-7739, (1998).
- [2.29] T. Murotani, T. Shimanoe, and S. Mitsui, "Growth temperature dependence in molecular beam epitaxy of gallium arsenide", J. Cryst. Growth, 45, 302 -308, (1978).

- [2.30] M. R. Melloch, N. Otsuka, J. M. Woodall, A. C. Warren and J. L. Freeouf, "Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperature", Appl. Phys. Lett. 57, 1531-1533, (1990).
- [2.31] M. R Melloch, N. Otsuka, K. Mahalingam, C. L. Chang, J. M. Woodall, G. D. Pettit, P. D. Kirchner, F. Cardone, A. C. Warren and D. D. Nolte, "Arsenic Cluster dyamics in doped GaAs", J. Appl. Phys., 72, 3509-3513, (1992).
- [2.32] M. R. Melloch, J. M. Woodall, N. Otsuka, K. Mahalingham, C. L. Chang and D. D. Nolte, "GaAs, AlGaAs and InGaAs epilayers containing As clusters: Semimetal/semiconductor composites", Mater. Sci. Eng. B22, 31-36, 1993.
- [2.33] M. R. Melloch, N. Otsuka, E. S. Harmon, D. D. Nolte, J. M. Woodal and D. T. McInturff, "Physics and applications of metallic arsenic clusters in GaAs based layer structures", Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 32, 771-773, (1993).
- [2.34] S. Stepanov, Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices, Vol. II, Academic Press, (2000).
- [2.35] S. Sochava, K. Buse, and E. Krätzig, "Non-steady-state photocurrent technique for the characterization of photorefractive BaTiO<sub>3</sub>", Opt. Commun. 98, 265-268, (1993).
- [2.36] J. B. Thaxter "Electrical control of holographic storage in strontium-barium niobate", Appl. Phys. Lett., 15, 210-212, (1969).
- [2.37] A. M. Glass, D. von der Linde, and T. J. Negran, "High voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO<sub>3</sub>", Appl. Phys. Lett. 25, 233-235, (1974).
- [2.38] B. I. Sturman and V. M. Fridkin, The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials, Vol. 8, Gordon and Breach Science Publishers, (1992).
- [2.39] R. S. Weis and T. K. Gaylord, "Lithium Niobate: Summary of Physical

Properties and Crystal Structure", Appl. Phys., A37, 191-203, (1985).

- [2.40] A. Partovi, A. M. Glass, T. H. Chiu and D. T. H. Liu, "High-speed jointtransform optical image correlator using GaAs/AlGaAs semi-insulating multiple quantum wells and diode laser", Opt., Lett., 18, 906-908, (1993).
- [2.41] R. M. Brubaker, Q. N. Wang, D. D. Nolte, E. S. Harmon and M. R. Melloch, "Steady-state four-wave mixing in photorefractive quantum well with femtosecond pulses", J. Opt. Soc. Am. B11, 1038-1044, (1994).
- [2.42] M. C. Nuss, M. Li, T. H. Chiu, A. M. Weiner and A. Partovi, "Time to space mapping of femtosecond pulses", Opt. Lett., 19, 664-666, (1994).
- [2.43] Q. N. Wang, R. M. Brubaker, D. D. Nolte and M. R. Melloch, "Photorefractive quantum wells: transverse Franz-Keldysh geometry", J. Opt. Soc. Am. B9, 1626-1641, (1992).
- [2.44] L. Esaki, "A bird's-eye view on the evolution on semiconductor superlattices and quantum wells", IEEE J. Quantum Electron. 22, 1611-1624, (1986).
- [2.45] B. R. Nag, Physics of Quantum Well Devices, Kluwer Academic Publishers, (2001).
- [2.46] Y. Owechko and A. R. Tanguay, Jr., "Theoretical resolution limitations of electrooptic spatial light modulators. II. Effects of crystallographic orientation", J. Opt. Soc. Am. A1, 644-652, (1984).
- [2.47] B. A. Horwitz and F. J. Corbett "The PROM, theory and applications for the Pockels Readout Optical Modulators", Opt. Eng., 17, 353-364, (1978).
- [2.48] M. P. Pretov, A. V. Khomenko, M. V. Krasin'kova, V. I. Marakhonov and M. G. Shlyagin, "The PRIZ image converter and its use in optical data processing systemes," Sov. Phys. Tech. Phys., 26, 816-821, (1981).
- [2.49] D. Casasent, F. Caimi and A. Khomenko, "Test and evaluation of the Soviet PROM and PRIZ spatial Light modulators", Appl. Opt., 20, 4215-4220, (1981).
- [2.50] D. Casasent, F. Caimi, M. P. Petrov and A. V. Khomenko, "Applications of

the PRIZ light modulator," Appl. Opt., 21, 3846-3854, (1982).

- [2.51] G. Marie, "Large-screen projection of television pictures with an optical-relay tube based on the Pockels effect", Philips Tech. Rev. 30, 292-298, (1969).
- [2.52] G. Marie, J. Donjon and J. P. Hazan, "Pockels effect Imaging devices and their applications", in Advances in Image Pickup and Dsplay, 1, Academic New York, (1974).
- [2.53] S. L. Smith and Lambertus Hesselink. "Analytical model for grating dynamics in surface-charge-dominated Pockels readout optical modulator devices", J. Opt. Soc. Am. B11, 1878-1885, (1994).
- [2.54] W. S. Rabinovich, S. R. Bowman, D. S. Katzer and C. S. Kyono. "Intrinsic multiple quantum well spatial Light modulators", Appl. Phys. Lett., 66, 1044-1046, (1995).
- [2.55] W. R. Roach, "Resolution of Electrooptic Light Valves", IEEE Transactions on Electron Devices, ED-21, 453-459, (1974).
- [2.56] E. D. Palik (ed.) Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, (1985).
- [2.57] C. H. Lin, and J. M. Meese, "Optical properties of bulk  $Al_xGa_{1-x}As$ ", J. Appl. Phys. **74**, 6341-6348, (1993).
- [2.58] M. P. Petrov, I. A. Sokolov, S. I. Stepanov, and G. S. Trofimov, "Nonsteady-state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors", J. Appl. Phys. 68, 2216-2225, (1990).
- [2.59] D. West and D. J. Binks "Physics of Photorefraction in Polymers" (CRS, Boca Ratón, (2004).
- [2.60] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, A. V. Khomenko, "Photorefractive crystals in coherent optical systems", Springer, Berlin, (1991).
- [2.61] S. Stepanov, N. Korneev, S. Mansurova, D. Mayorga Cruz, M. Krasin'kova and M. Klein, "Longitudinal configuration on photo EMF signal detection

with tilted orientation of the interference fringes", Tech. Digest of CLEO'97 Conference, 46-47, (1997).

- [2.62] R. Bittner, K. Meerholz and S. Stepanov, "Non-steady-state photo-EMF effect in photorefractive polymers", Appl. Phys. Lett., 74, 3723-3725 (1999).
- [2.63] S. Stepanov, R. Ramos García, V. Camacho Pernas, S. Mansurova, R. Bittner and K. Meerholz, "Investigation of reflectance gratings in PVK-based photorefractive polymers by Photo-EMF and self-diffraction techniques", SPIE Proc., 4460, 178-186, (2001).
- [2.64] S. Mansurova, S. Stepanov, V. Camacho-Pernas, R. Ramos-García F. Gallego-Gómez, E. Mecher and K. Meerholz, "Measurements of deviation from Einstein relation in PVK-based photorefractive polymers by photo-electromotive-force technique", -Phys. Rev. B69, 193-203, (2004).
- [2.65] S. Mansurova, D. Mayorga Cruz, I. Sokolov and S. Stepanov, "Non-steadystate photo-EMF based adaptive photodetectors with longitudinal configuration of electrodes", Tech. Digest of Photorefractive Materials, Effects and Devices, Aspen Lodge, USA, p. 196-199, (1995).
- [2.66] N. Korneev, D. Mayorga Cruz, J. J. Sánchez Modragón and S. Stepanov, "Investigation of longitudinal geometry of adaptive photodetector with partially blocking contact", Optik **110**, 323-329 (1999).
- [2.67] I. Seres Rodríguez, R. Domínguez Cruz, R. Ramos García, S. I. Stepanov,
  D. D. Note, M. R. Melloch "Periodically excited Photo-EMF signals in
  GaAs multiple quantum well structures" Technical Digest of CLEO'2000 (USA, San Francisco, May, 2000), p. 104-105.
- [2.68] S. Stepanov, I. Seres, S. Mansurova and D. D. Nolte, "Characterization of photorefractive GaAlAs multiple quantum well structures by ac photoelectromotive force and modulated photocarrier grating techniques", J. Appl. Phys. 92, 1825-1832 (2002).
- [2.69] Domínguez Cruz R., "Efectos de relieve y de volumen en material

fotorrefractivo", Tesis de Doctorado, INAOE, Puebla, México, (2002).

[2.70] García Lara C. M., "Caracterización de Pozos Cuánticos de InGaAs mediante la téctnica de Fuerza Foto-Electro-Motriz", Tesis de Doctorado, INAOE, Puebla, México, (2005).

## Capítulo III

- [3.1] E. H. C. Parker (ed.): The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy, Plenum, New York, (1985).
- [3.2] H. Morkoc (ed.): Molecular Beam Epitaxy Workshop 1982, Proc. 4<sup>th</sup> USA MBE Workshop; J. Va. Sci. Technol. **B1**, no. 2, (1983).
- [3.3] J. R. Arthur (ed.): Molecular Beam Epitaxy Workshop 1983, Proc. 5<sup>th</sup> USA MBE Workshop, J. Va. Sci. Technol. **B2**, no 2, (1984).
- [3.4] G. Y. Robinson (ed.): Molecular Beam Epitaxy Workshop 1985, Proc. 6<sup>th</sup>
  USA MBE Workshop; J. Vac. Sci. Technol B4, no. 2, (1986).
- [3.5] D. L. Miller (ed.): Molecular Beam Epitaxy Workshop 1986, Proc. 7<sup>th</sup> USA MBE Workshop; J. Vac. Sci. Technol. **B5**, no. 3, (1987).
- [3.6] Y. Shiraki, H. Sakaki (eds.): Molecular Beam Epitaxy 1988, Proc. 5<sup>th</sup> Int'l Conf.; J. Cryst. Growth 95, nos. 1-4, (1989).
- [3.7] C. W. Tu, J. S. Harris Jr. (eds.): Molecular Beam Epitaxy 1990, Proc. 6<sup>th</sup>
  Int'l Conf.; J. Cryst. Growth 111, nos. 1-4, (1991).
- [3.8] K. Ploog, G. Weimann (eds.): Molecular Beam Epitaxy 1992, Proc. 7<sup>th</sup> Int'l Conf.; J. Cryst. Growth 127, nos. 1-4 (1993).
- [3.9] M. R. Melloch (ed.): Proc. 13<sup>th</sup> North Am. Conf. on MBE; J. Vac. Sci. Technol. **B12**, no. 2, (1994).
- [3.10] S. Hiyamizu, Y. Shiraki, S. Gonda (eds.): Molecular Beam Epitaxy 1994, Proc. 8<sup>th</sup> Int'l Conf.; J. Cryst. Growth 150, nos. 1-4, (1995).
- [3.11] M. A. Herman, H. Sitter (eds.): Molecular Beam Epitaxy, Fundamentals and Current Status 2<sup>nd</sup> edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- [3.12] L. I. Maissel, R. Glang (eds.): Handbook of Thin Film Technology,

McGraw-Hill, New York, (1970).

- [3.13] H. C. Casey, A. Y. Cho and P. A. Barnes, "Application of molecular-beam epitaxial layers to heterostructures lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 467-470, (1975).
- [3.14] M. Naganuma and K. Takahashi, "GaAs, GaP, and GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> films deposited by molecular beam epitaxy", Phys. Status Solidi, **31**, 187-287, (1975).
- [3.15] H. Ding, Semiconductor detectors and its applications, Beijing: Nuclear Energy Press, (1989).
- [3.16] R. N. Hall, "Power Rectifiers and Transistors", Proc, IRE, **40**, 1512-1518, (1952).
- [3.17] A. Ulhir, Jr., "The Potential of Semiconductor Diodes in High Frequency Communications", Proc, IRE, **46**, 1099-1115, (1958).
- [3.18] E. Hernádez Hernández, C. M. García Lara, R. Ramos García, J. A. Coy, M.
  R. Melloch, and D. D. Nolte, "Enhanced non steady Photo-electromotive force in p-i-n structures", Superficies y Vacío, 16(3), 12-17, (2003).
- [3.19] W. R. Headley, Processing and characterization methods for transverse field semi-insulating GaAs/AlGaAs multiple quantum wells, Ms. Sc. Thesis, Purdue University, (2001).
- [3.20] Williams, R. Modern GaAs Processing Methods, Boston. Artech House, (1990).
- [3.21] Y. Mori and N. Watanabe, "A new etching solution system, H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>-H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O, for GaAs and its kinetics", J. Electrochem. Soc., **125**, 1510-1514, (1978).
- [3.22] H. Matsumura, M. Nagatomo, S. Furukawa, "Range of Protons in GaAs", J. Radiation Effects, 33, 121-123, (1977).
- [3.23] B. Schwartz, L. A. Koszi, P. J. Anthony and R. L. Hartman, "Thermal annealing of proton-bombarded GaAs and AlGaAs", J. Electrochem. Soc., 131, 1703-1707, (1984).

- [3.24] B. R. Pruniaux, J. C. North and G. L. Miller, "Compensation of n-type GaAs by Proton Bombardment", Proceedings of Ion Implantation in Semiconductors, 231, (1971).
- [3.25] J. C. Dymet, J. C. North and L. A. D'Asaro, "Optical and electrical properties of proton-bombarded p-type GaAs", J. Appl. Phys., 44, 207-213, (1973).
- [3.26] X. Liu, A. Prasad, W. M. Chen, A. Kurpiewski, A. Stoschek, Z. Liliental-Weber and E. R. Weber, "Mechanism responsible for the semi-insulating properties of low-temperature-grown GaAs", Appl. Phys. Lett., 65, 3002-3004, (1994).
- [3.27] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan and D. Westwood, "Transport properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature and the effects of annealing", J. Appl. Phys. 79, 3622-3629, (1996).
- [3.28] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, A. V. Khomenko, Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems, Springer-Verlag, (1991).
- [3.29] F. H. Pollak and H. Shen, "Modulation Spectroscopy of Semiconductors: Bulk/Thin Film, Microstructures, Surfaces/Interfaces and Devices", Mat. Sci. Eng. R10, 275-374, (1993).
- [3.30] R. Geursen, I. Lahiri, M. Dinu, M. R. Melloch, and D. D. Nolte, "Transient enhanced intermixing of arsenic-rich nonstoichiometric AlAs/GaAs quantum wells", Phys. Review B60, 10926–10934, (1999).
- [3.31] D.A.B. Miller, D.S. Chelma, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann T. H. Wood, C. A. Burrus, "Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect", Phys. Rev. Lett., 53, 2173-2176, (1984).
- [3.32] R. de L. Kronig, "On the Theory on Dispersion of the X-Rays", J. Opt. Soc. Am. 12, 547-556, (1926).
- [3.33] H. A. Kramers, "La Difussion de la lumiére par les atomes" Atti Cong.

Fisici Como. 545-557, (1927).

- [3.34] D. D. Nolte, D. H. Olson, G. E. Doran, W. H. Knox, A. M. Glass, "Resonant photodiffractive effect in semi-insulating multiple quantum wells", J. Opt. Soc. Am. **B7**, 2217-2225, (1990).
- [3.35] M.D. Sturge: "Optical absorption of gallium arsenide between 0.6 and 2.75Ev", Phys. Rev. **127**, pp 768-773, (1962).
- [3.36] D. E. Hill, "Infrared Transmission and Fluorescence of Doped Gallium Arsenide", Phys. Rev., **133**, A866 A872, (1964).
- [3.37] D.A.B. Miller, "Quantum well optoelectronic switching devices", Intl. Journal of High Speed Electronics, 1, 19-46, (1990).
- [3.38] A. Rose, Concepts in photoconductivity and allied problems, Robert E. Krieger, (1978).
- [3.39] P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss, "Subpicosecond photoconducting dipole antennas", IEEE J. Quantum Electron. 24, 255-260, (1988).
- [3.40] Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F. Smith, and A. R. Calawa, "375-GHzbandwidth photoconductive detector", Appl. Phys. Lett. 59, 1984-1986, (1991).
- [3.41] I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, D. H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tshudi, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser", Opt. Lett. 22, 1009-1011, (1997).
- [3.42] D. D. Nolte, "Photorefractive Deffects and Materials (Electronic Materials Science and Technology", Springer, (1995).
- [3.43] S. M. Sze and J. C. Irvin, "Resistivity, Mobility and Impurity Levels in GaAs, Ge and Si at 300K", Solid State Electron. **11**, 599-602, (1968).
- [3.44] J. S. Blakemore, "Semiconducting and other major properties of gallium arsenides", J. Appl., Phys., **53**, R123-R181, (1982).

#### **Capítulo IV**

- [4.1] I. A. Sokolov, V. V. Kulikov and M. P. Petrov, "Wide-band detection of ultrasonic phase-modulated signals with the use of adaptive photodetectors base on the non-steady-state photovoltage effect", Tech. Phys. Lett., 21, 325-326, (1995).
- [4.2] L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen, The Physics and Applications of Photorefractive Materials, Oxford University Press, (1996).
- [4.3] N. A. Korneev, S. S. Mansurova, S. I. Stapanov, T. J. Hall, and A. K. Powell, "Non-steady-state photoelectromotive force in semiconductor photorefractive crystals biased by dc field", J. Opt. Soc. Am. B13, 2278-2285, (1996).
- [4.4] D. D. Nolte, "Resolution of electro-optic spatial light modulators: the role of lateral transport", Opt. Communications, 92, 199-204, (1992).
- [4.5] A. K. Abeeluck, E. Garmire and E. Canoglu, "Analytical modeling of the resolution of photorefractive multiple quantum well spatial light modulators", J. Appl. Phys. 88, 5850-5858, (2000).
- [4.6] S. Mansurova, S. Stepanov, N. Korneev, C. Dibbon, "Giant enhancement of low frequency non-steady state photo-EMF signal in Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> crystal under external DC bias", Optics Communications, **152**, 207-214, (1998).
- [4.7] E. Hernández Hernández, Caracterización Optica de un Cristal Fotrorrefractivo de Estroncio-Bario-Niobato (SBN), Tesis de Maestría, INAOE, (1999).

## Capítulo V

- [5.1] D. D. Nolte, I. Lahiri, María Aguilar, "Photorefractive Stark-geometry quantum wells: diffraction nonlinearities and displacement currents", Optics Communications, **131**, 119-132, (1996).
- [5.2] M. Balkanski and R. F. Wallis, Semiconductor Physics and Applications, Oxford University Press, (2000).

- [5.3] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience, (1969).
- [5.4] I. Lahiri, M. Aguilar, and D. D. Nolte, "High-efficiency Stark-geometry photorefractive quantum wells with intrinsic cladding layers", Appl. Phys. Lett. 68, 517-519, (1996).
- [5.5] J. R. F. Chelikowsky and M. L. Coheh, "Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors", Phys. Rev. B14, 556-582, (1976).
- [5.6] J. B. Gunn, Solid State Commun. "Microwave Oscillation of Current in III-V Semiconductors", 88, 883-886 (1963).
- [5.7] J. P. Huignard, P. Gunter, Photorefractive Materials and Their Applications II, Springer, (1988).