



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Análisis Teórico para el Diseño de un Fotodetector No Lineal Ultra-rápido en la Banda C de Telecomunicaciones Ópticas Hecho a Partir de una Guía de Onda de Múltiples Pozos Cuánticos

Carlos Andrés Álvarez Ocampo

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Escuela de Física
Medellín, Colombia
Año 2019

Análisis Teórico para el Diseño de un Fotodetector No Lineal Ultra-rápido en la Banda C de Telecomunicaciones Ópticas Hecho a Partir de una Guía de Onda de Múltiples Pozos Cuánticos

Carlos Andrés Álvarez Ocampo

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Ciencias-Física

Director:
Ph.D. Rodrigo Acuña Herrera

Línea de Investigación:
Óptica No Lineal
Grupo de Investigación:
Red de Laboratorios de Óptica y Fotónica

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Escuela de Física
Medellín, Colombia
Año 2019

Dedicatoria y lema

A mis padres, hermano, profesores y amigos

Amat Victoria Curam

Agradecimientos

Agradezco a mi director, Profesor Rodrigo Acuña Herrera por transmitir parte de su conocimiento en mi formación. Agradezco a la Red de Laboratorios de Óptica y Fotónica en cabeza de su director Pedro Ignacio Torres. Gracias mil a todas esas personas entre familiares, compañeros y amigos que me dedicaron un tanto de su tiempo para escucharme o darme un aporte valioso a esta tesis entre ellos Natalia Múnera, Carlos Alberto Rodríguez, Carolina Mira, Yamile Cardona, María Julia Nieto, Hernán Muñoz, Jorge Gálvis, Esteban Jimenez, Sebastian Vergara, Esteban Gonzalez, Tatiana Muñoz, José Pablo Montoya, Fabian Humberto Zuluaga y especialmente le doy todo mi agradecimiento mi compañera de vida Paola Vargas Samboni por toda su paciencia y ánimos que me brindo durante el desarrollo de esta tesis.

Resumen

Con este trabajo se pretende obtener, por medio de estudios teóricos y computacionales, las características óptimas para un guía de onda (*WaveGuide* o WG) rectangular basada en semiconductores que conforman múltiples pozos cuánticos (*Multiple Quantum Well* o MQW) cuya función es la detección no lineal para pulsos de luz ultra rápidos. La estructura del WG permitirá maximizar el coeficiente de absorción no lineal (α_2) para luz infrarroja (1550nm) dado que a esta longitud de onda funcionan las redes de telecomunicaciones ópticas donde tiene aplicaciones prometedoras. El fenómeno absorción de dos fotones (*Two photon absorption* o 2PA) es importante ya que aumenta la sensibilidad del foto-detector (*Photodetector* o PD), más aun cuando se puede tomar el caso no degenerado, donde podemos considerar la señal a detectar como un pulso prueba e implementar una fuente láser local como bombeo es decir, que existen dos campos de radiación con frecuencias diferentes. La WG permite coleccionar la luz que sale al final de un enlace a fibra óptica sin pérdida de información.

Palabras clave: Múltiples Pozos Cuánticos, Guía de Onda, Foto-detector, Absorción de Dos Fotones, Fracción Molar, Portadores de Carga, Telecomunicaciones Ópticas,.

Abstract

This work aims to obtain by means of theoretical and computational studies, the optimal characteristics for a rectangular waveguide (WG) based on semiconductors that form multiple quantum wells (MQW) whose function is the nonlinear detection for pulses of Ultra-fast light, the structure of WG will allow maximizing the non-linear absorption coefficient (α_2) for infrared light (1550nm) since at this wavelength optical optical networks work where it has applications promising. The absorption phenomenon of two photons (Two photon absorption or 2PA) is important since it increases the sensitivity of photodetector (PD), even more so when the non-degenerate case can be taken, where we can consider the signal to be detected as a pulse test and implement a local laser source as pump, that is, there are two radiation fields with different frequencies. The WG allows to collect the light that comes out at the end of a fiber optic link without loss of information.

Keywords: Multiple Quantum Wells, Waveguide, Photodetector, Two Photon Absorption, Mole Fraction, Carrier of Charge, Optical Telecommunication

Lista de Figuras

2-1. Ilustración para la disposición de los pozos en la simulación, los valores dados en los ejes x , y son dados en unidades de metros, a) estructura completa de la sección transversal de WG de MQW, b) zoom a la sección superior derecha donde se aprecian las dimensiones de pozo y barrera, c) confinamiento de la luz al interior del arreglo de MQW, la barra de color indica la norma del campo eléctrico, d) tamaño del enmallado, mas fino en la región de MQW donde se confina la luz.	8
2-2. Estructura con un electrón excedente en la capa de conducción debido a un dopaje tipo n o donador de electrones (tomado de [Neamen, 2003]).	11
2-3. Estructura con un hueco adicional en la banda de valencia, debido a un dopaje tipo p o aceptor de electrones (tomado de [Neamen, 2003]).	12
2-4. Ilustración de la configuración de un WG rectangular donde la zona $\mu_1\epsilon_1$ confina la luz debido al contraste de indice de refracción (tomado de [Chuang, 2009])	13
2-5. Esquema de un sistema cuántico con estados degenerados que a causa de una perturbación muestra nuevos estados de energía (tomado de [Levine, 1989]).	22
2-6. Esquema de la transición interbandas de dos ondas con polarización TM desde la banda de valencia hasta la banda de conducción y transición intrabandas de huecos y electrones (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).	27
2-7. Valores del coeficiente 2PA para los casos degenerado y no degenerado (tomado de [Fishman et al., 2011b]).	27
2-8. Estructura de un QW y la orientación del vector de polarización eléctrica respecto a la dirección de crecimiento de las capas semiconductoras, cuando el vector campo eléctrico es perpendicular a la dirección de crecimiento se trata de polarización TE, mientras que si el vector campo eléctrico es paralelo a la dirección de crecimiento decimos que es polarización TM (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).	28
2-9. Valor del coeficiente α_2 para un semiconductor en volumen (GaAs) y arreglos QW con luz incidente TE y TM (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).	29
2-10. Valor del coeficiente α_2 no degenerado para un semiconductor en volumen (GaAs) y arreglos QW con distintos anchos: (a) con luz incidente TE y (b) con luz incidente TM (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).	30

- 4-1. Ilustración para la disposición de los pozos como GW en perspectiva 3D, las unidades de los ejes esta dada en metros, la flecha roja indica la dirección de propagacion de los pulsos de luz (bombeo y prueba), la flecha purpura indica la polarización TE del campo eléctrico y la flecha verde la polarización TM, en color solido esta la base u oblea de GaAs que soporta los MQW y la transparencia es la cobertura de sílice. 39
- 5-1. Gráfica del parámetro de dispersión del WG para su función como PD, los pozos son conformados por $GaAs$ y las barreras por $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ los pozos tienen espesor de $10nm$ y las barreras $20nm$ 43
- 5-2. Tiempo de vida media del portador en la banda de conducción, con dependencia de la temperatura y fracción molar de aluminio en la barrera. 43
- 5-3. Tiempo de vida media del portador en la banda de conducción, con dependencia del ancho para el pozo y fracción molar de aluminio en la barrera. 44
- 5-4. Absorción de dos fotones para un bloque de $Al_xGa_{1-x}As$ en volumen con dependencia de la longitud de onda para la señal de bombeo teniendo fija la señal de prueba a $1550nm$ 45
- 5-5. Absorción de dos fotones para la estructura de MQW la barrera es de $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$, donde existe dependencia con el ancho del pozo (d) y con la variación de longitud de onda para la señal de bombeo, se fija la señal de prueba a $1550nm$, tanto la señal de bombeo como la de prueba tienen polarización TE. 46
- 5-6. Absorción de dos fotones para la estructura de MQW la barrera es de $Al_{x+0,1}Ga_{0,9-x}As$ y pozos de $Al_xGa_{1-x}As$, con dependencia de la longitud de onda para la señal de bombeo teniendo fija la señal de prueba a $1550nm$, tanto la señal de bombeo con la de prueba tienen polarización TE. 47
- 5-7. Absorción de dos fotones para MQW, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$, existe dependencia del ancho para el pozo (d) teniendo fija la señal de prueba a $1550nm$, la señal de bombeo y la de prueba tienen polarización TM. 48
- 5-8. Absorción de dos fotones para MQW la barrera es de $Al_{x+0,1}Ga_{0,9-x}As$ y pozos de $Al_xGa_{1-x}As$, con dependencia de la longitud de onda para la señal de bombeo teniendo fija la señal de prueba a $1550nm$, tanto la señal de bombeo con la de prueba tienen polarización TM. 49
- 5-9. CGR debida a la señal de prueba ($1550nm$) con diferentes anchos temporales, la propagación en la WG fue programada con $10\mu m$ de longitud, la potencia para la señal de prueba fija a $80mW$, la potencia de bombeo fija a $100mW$ y con ancho temporal fijo a $10ps$, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$. 50

5-10. Para características de operación fijas, mostramos la dependencia de la CGR pico dependiendo del ancho temporal del pulso de prueba, la barrera es de $Al_{x_0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$	51
5-11. Para características de operación fijas, se muestra una dependencia de la CGR pico con la distancia de propagación z al interior del WG, la barrera es de $Al_{x_0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$	51
5-12. Para características de operación fijas, se muestra la dependencia de para la CGR pico con la potencia pico de la señal de prueba, la barrera es de $Al_{x_0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$	52
5-13. Curva del parámetro de dispersión, se aprecia las señales en con dos polarizaciones TE y TM, el ancho de los pozos es de $14nm$ y el ancho de las barreras es de $16nm$, se presentan parejas de tres diferentes fracciones molares de aluminio en cada capa (x_1 barreras y x_2 pozos).	52
5-14. Curva del parámetro de dispersión, se aprecia el comportamiento para señales con polarizaciones TE y TM, el ancho de los pozos es de $10nm$ y el ancho de las barreras es de $20nm$, se presentan diferentes fracciones molares de aluminio en cada capa (x_1 barreras y x_2 pozos).	53
5-15. Curva del parámetro de dispersión, se aprecia el comportamiento para señales con polarizaciones TE y TM, el ancho de los pozos es de $6nm$ y el ancho de las barreras es de $24nm$, se presentan diferentes fracciones molares de aluminio en cada capa (x_1 barreras y x_2 pozos).	53
5-16. Forma espectral y temporal del pulso de salida después de propagarse por una longitud de $1cm$ al interior de un WG fabricado con MQW (ancho del pozo de $14nm$ y la barrera de $16nm$), se presenta el resultado para las polarización TE y TM.	54
5-17. Forma espectral y temporal del pulso de salida después de propagarse por una longitud de $1cm$ al interior de un WG fabricado con MQW (ancho del pozo de $10nm$ y la barrera de $20nm$), se presenta el resultado para las polarización TE y TM.	55
5-18. Forma espectral y temporal del pulso de salida después de propagarse por una longitud de $1cm$ al interior de un WG fabricado con MQW (ancho del pozo de $24nm$ y la barrera de $6nm$), se presenta el resultado para las polarización TE y TM.	57

Lista de Tablas

4-1.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal de bombeo para el PD fabricado con MQW	40
4-2.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal de prueba para el PD fabricado con MQW	41
5-1.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TE	49
5-2.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TM	50
5-3.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TE	54
5-4.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TM	55
5-5.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TE	56
5-6.	Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TM	56

Lista de Símbolos

A continuación se presentan los símbolos generales (con letras latinas y griegas), subíndices, superíndices y abreviaturas usados en este trabajo.

Símbolos con letras latinas

Símbolo	Término	Unidad SI
A_{eff}	Área efectiva	m^2
\vec{A}	Vector potencial del campo electrico	$\frac{V}{m}s$
A	Amplitud del campo electrico	$W^{1/2}$
B	Birrefringencia	1
c	Velocidad de la luz en el vacío	$\frac{m}{s}$
\vec{E}	Vector campo eléctrico	$\frac{V}{m}$
$H(\vec{r}, t)$	Función Hammiltoniana	J
\vec{H}	Vector campo magnetico	$\frac{A}{m}$
j	Unidad imaginaria	1
$K(\vec{r})$	Vector numero de onda	$\frac{rad}{m}$
k_z	Contante de propagación de la luz	$\frac{rad}{m}$
n	Indice de refracción	1
\vec{r}	Vector posición	m
\vec{p}	Vector momento lineal	$kg\frac{m}{s}$
x	Fracción molar de aluminio	1

Símbolos con letras griegas

Símbolo	Término	Unidad SI
α	Constante de estructura fina	1
α_1	Absorción lineal	$\frac{1}{m}$
α_2	Absorción no lineal	$\frac{m}{W}$
β	Propagador de onda	$\frac{rad}{m}$
$\Delta(x)$	Energía spin-orbita	
γ	Parámetro no lineal	$\frac{1}{Wm}$
ϵ	Permitividad eléctrica	$\frac{F}{m}$
μ	Permeabilidad magnética	$\frac{N}{A^2}$
λ	Longitud de onda	m
τ	Tiempo de vida medio de los portadores de carga	ns
Φ	Función de onda completa del sistema no perturbado	
Ψ	Función de onda completa del sistema perturbado	
ξ	susceptibilidad electrica	
ω	Frecuencia angular	$\frac{rad}{s}$

Subíndices

Subíndice	Término
n	portador tipo n o negativo
p	portador tipo p o positivo
eff	Efectivo
x,y,z	Direcciones espaciales
0	Medido en el vacío, valor inicial o estado base
g	Gap (brecha o ancho)
x	Fracción molar de aluminio

Superíndices

Superíndice	Término
ND	Nondegenerate

Abreviaturas

Abreviatura	Término
<i>CGR</i>	Carrier Generation Rate
<i>END2PA</i>	Extremely NonDegenerate Two Photon Absortion
<i>GaAs</i>	Gallium Arsenide
<i>GNLSE</i>	Generalized NonLinear Schödinger Equation
<i>FEM</i>	Finite Element Method
<i>FFT</i>	Fast Fourier Transform
<i>FWM</i>	Four Wave Mixing
<i>SFM</i>	Self Phase Modulation
<i>SCG</i>	Supercontinuum Generation
<i>SSF</i>	Split Step Fourier
<i>ND2PA</i>	Non-Degenerate Two Photon Absortion
<i>MBE</i>	Molecular Beam Epitaxy
<i>MEF</i>	Metodo de Elementos Finitos
<i>MQW</i>	Multiple Quantum Wells
<i>PD</i>	Phtodetector
<i>QW</i>	Quatum Well
<i>TE</i>	Transverse-Electric
<i>TM</i>	Transverse-Magnetic
<i>WG</i>	Waveguide
<i>XPM</i>	Cross Phase Modulation
<i>2PA</i>	Two Photon Absorption

Contenido

Agradecimientos	v
Resumen	vi
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	ix
Lista de Símbolos	x
1. Introducción	2
2. Fundamentación	6
2.1. Pozos cuánticos	6
2.1.1. Fabricación	7
2.2. Física de semiconductores	9
2.2.1. Portadores de carga	9
2.2.2. Generación de portadores de carga	9
2.2.3. Tipos de semiconductores	10
2.2.4. Dopaje	11
2.3. Guías de onda	12
2.3.1. Constante de propagación k_z	16
2.3.2. Índice de refracción de sistemas $Al_xGa_{1-x}As$	17
2.3.3. Dispersión	18
2.4. Teoría de perturbaciones dependiente del tiempo	18
2.4.1. Hamiltoniano para la interacción radiación materia	21
2.4.2. Absorción de uno y de dos fotones	24
2.5. Procesos no lineales	26
2.5.1. Absorción de dos fotones	26
2.5.2. Ecuación No Lineal de Schrödinger Generalizada (GNLSE)	28
2.5.3. Método Split Step Fourier	33

3. Objetivos	36
3.1. General	36
3.1.1. Específicos	36
4. Metodología	37
4.1. Etapa de simulación del WG	37
4.2. Condiciones de funcionamiento para el PD WG	38
4.3. Etapa de simulación para propagación y detección de luz bajo el fenómeno de ND2PA en el WG	38
5. Resultados	42
5.1. Foto-Detector No Lineal	42
5.2. Uso del WG como medio para obtener Super-Continuo	46
5.3. Discusión	54
5.3.1. Como PD no lineal	55
5.3.2. Como WG para GSC	57
6. Conclusiones y recomendaciones	59
6.1. Conclusiones	59
6.2. Recomendaciones	60
A. Método de elementos finitos	61
A.1. Formulación matemática	61
A.2. El método en la práctica	62
A.3. Resultados del uso de elementos finitos	63
A.4. Limitaciones del método de elementos finitos	63
B. Generación de Súper-continuo	64
C. Publicaciones	66
Bibliografía	94

1. Introducción

La detección de pulsos de luz ultra cortos es un tema importante en las comunicaciones ópticas dado que constituye un cuello de botella cuando se quiere transmitir gran cantidad de información, la señal óptica que llega al final del enlace de fibra es en ocasiones débil y debe ser convertida a una señal eléctrica antes de que continúe su paso por etapas posteriores de amplificación, demodulación y demultiplexado [Agrawal, 2009]. Un detector de luz (*Photo-Detector* PD) es el primer elemento en la cadena de dispositivos que conforman un equipo receptor, su función es transformar la potencia óptica de entrada en corriente eléctrica de salida. Los PD tradicionales funcionan al excitar electrones desde la banda de valencia hasta la banda de conducción en estructuras semiconductoras, esto sucede cuando el electrón absorbe un fotón con una frecuencia adecuada [Chuang, 2009]. Es deseable que los PD sean altamente eficientes, tengan un bajo nivel de ruido por variaciones de temperatura y compactos.

Una forma de aumentar las cualidades de un PD es a través de una estructura en capas semiconductoras o arreglo de pozos cuánticos (MQW) que permite un mejor rendimiento del dispositivo [Harrison, 2005]. La eficiencia de un PD está relacionada con su responsividad que es la corriente eléctrica que entrega a la salida en relación con la potencia óptica de entrada, dicho de otra forma es la cantidad de electrones promovidos desde la banda de valencia a la banda de conducción en relación con los fotones recibidos.

En los enlaces de fibra óptica se presentan atenuaciones de la amplitud del pulso debido a pérdidas intrínsecas en la fibra y dispersión debida al confinamiento de la luz al interior de la fibra, esto limita la cantidad de información que se puede enviar por el canal [Agrawal, 2009]. En la actualidad las comunicaciones basadas en la emisión y recepción de pulsos cortos de luz con duración entre 10ps y 100 ps, tienen problemas en la detección ya que el confinamiento temporal del pulso de luz ha llegado a límites donde es necesario tener en cuenta fenómenos no lineales y estos pueden ser perjudiciales para el mensaje que se desea recibir [Agrawal, 2009].

Un pulso ultra corto que se propaga en un guía de onda (WG) hecho con materiales no lineales genera portadores de carga bajo ciertas condiciones gracias al coeficiente de absorción de dos fotones no degenerado (*NonDegenerate Two Photon Absorption* o ND2PA) [Laughton et al., 1994, Pattanaik, 2014].

La tasa de generación de portadores para un PD se cuantifican de acuerdo a la relación

entre un delta de generación de portadores de carga y un delta temporal. En esta relación interviene la vida media de los portadores de carga que transitan a la banda de conducción, además se involucra directamente el coeficiente α_2 . Se ha demostrado que arreglos de semiconductores poseen un alto coeficiente α_2 o absorción no lineal [Fishman et al., 2011b] que consiste en la promoción de electrones desde la banda de valencia a la banda de conducción a través de la absorción de dos fotones, esto motiva el estudio en profundidad para implementar ND2PA con el fin de aumentar la responsividad de un PD agregando el estudio de la propagación al interior de la guía de onda.

El fabricante comercial de PD Finisar® ha logrado fabricar un dispositivo PD con tasas de $100GHz$ con lo que podría llegar a resolver anchos temporales de pulso del orden de 10 pico-segundos (ps), los PD Finisar® funcionan con características de potencia pico en las que nosotros nos basamos para restringir hasta $100mW$ la potencia óptica máxima a la que se someterá nuestro PD.

En la actualidad, se proponen compuertas lógicas, moduladores ópticos y autocorrelacionadores de pulso; todo basado en 2PA en WG [Liang et al., 1985], pero no existe una propuesta que use WG basados en MQW y que opere en un régimen de propagación no lineal de la luz con aprovechamiento del coeficiente ND2PA [Tsang et al., 1993, Liang et al., 2002].

En este trabajo se logra la conjugación del fenómeno no lineal conocido como ND2PA y la propagación del pulso a través de una WG fabricada a partir de MQW para aumentar la sensibilidad y responsividad de un PD para la banda C de telecomunicaciones ópticas, las características de un PD-WG donde la generación de fotocorriente se hace a partir del fenómeno 2PA fue estudiado para ser usado como autocorrelacionador [Laughton et al., 1994], pero no trabajaron el régimen no degenerado, cuya implementación permite una detección rápida sin pérdida de información ya que mejora la relación señal ruido [Fishman et al., 2011b]. La tasa de generación de portadores de carga (*Carrier Generation Rate* o CGR) en una WG formada por MQW es debida a la creación de pares electron-hueco (el electrón que posee carga negativa y el hueco o ausencia de electrones que se consideran como una partícula con carga positiva). Estos pares son generados por la absorción instantánea de dos fotones con energías adecuadas, este proceso disminuye la potencia óptica de un pulso de luz a medida que se propaga a lo largo de la WG aumentando así los portadores de carga en la banda de conducción (donde se acumulan los electrones) y en la banda de valencia (donde se acumulan los huecos) [Thourhout et al., 2001]. La permanencia de los portadores en las bandas es limitado por el tiempo de semi-vida o vida media del portador en la banda que es definido como el tiempo promedio que le toma al par electrón-hueco recombinarse [Arakawa and Sakaki, 1987, Arakawa et al., 1985].

Para cumplir con el objetivo de este trabajo se realizó una revisión bibliográfica de la teoría donde se ha demostrado las ventajas de los PD que funcionan en régimen no lineal y a partir de modelos matemáticos validados se procedió a implementar el acople del fenómeno óptico no lineal ND2PA con la propagación de luz al interior de la WG para diferentes casos de di-

seño del PD junto con condiciones de funcionamiento. Se tiene en cuenta como el coeficiente ND2PA es modificada debido a la fracción molar de aluminio dopante presente en los pozos cuánticos. Se realizó el estudio teniendo en cuenta la dependencia del índice de refracción con la fracción molar de aluminio y la longitud de onda para la luz que incide sobre los pozos.

Los resultados sugieren como manipular los parámetros de diseño para mejora el desempeño del dispositivo PD idóneo para longitudes de onda usadas en telecomunicaciones ópticas.

Para optimizar la geometría de la WG y su composición de elementos semiconductores en los pozos ($Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$) se usa un software comercial basado en el método de elementos finitos para simular la dispersión del guía de onda y la distribución de campo eléctrico, luego se usa el software MATLAB® para el análisis numérico e implementación del método *Split Step Fourier* para optimizar la distancia que debe recorrer el pulso al interior del PD ultra rápido.

La estructura de MQW es formada por capas de $GaAs$ (pozo) y $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ (barrera) organizadas en periodos con espesores variados, proponemos una estructura con 40 periodos, cada periodo con espesor de $30nm$ para un ancho total de $1,2\mu m$ rodeada por cobertura protección de sílice y soportados por una oblea de arseniuro de galio. Este tipo de dispositivo puede acoplarse a los circuitos fotónicos fácilmente.

Este trabajo presenta resultados importantes para seleccionar una geometría adecuada para la disposición de las capas pozo-barrera y una fracción molar de aluminio fija según los propósitos del dispositivo con posible aplicación a telecomunicaciones ópticas. Estas características junto con la temperatura de operación tienen influencia en el comportamiento general del dispositivo [Arakawa et al., 1985].

Se propone la implementación del caso particular ND2PA para mejorar la sensibilidad del PD haciendo uso de la teorías planteadas por [Fishman et al., 2011a, Pattanaik et al., 2016a] junto con la propagación al interior de la WG para magnificar la generación de portadores. El dispositivo posibilita la resolución de pulsos de luz con ancho temporal de diez femtosegundos (fs), se reportan los resultados en gráficas que muestran la tasa de generación para portadores de carga con diferentes características de funcionamiento como la longitud de onda de propagación para un pulso de luz en la WG, potencia pico y ancho temporal para las señales de prueba y bombeo.

Existen varios factores que intervienen en el fenómeno de 2PA relacionados con el pulso de luz, entre ellos esta la potencia óptica pico, el ancho temporal y polarización, se decide analizar varias características base para las dos señales que intervienen, por ejemplo para la señal de bombeo se toma centrada en $880nm$ y señal de prueba con centro en $1550nm$. Típicamente los dispositivos que funciona con dos señales (una de prueba y otra de bombeo) toman la señal de bombeo como local al dispositivo y que siempre esta presente (alimentación), mientras que la señal de prueba pasa y es interrogada por el dispositivo, seleccionamos

anchos temporales para la señal de bombeo igual a $10ps$ y pequeños anchos temporales para la señal de prueba entre $1fs$ y $100fs$. En los próximos capítulos se exponen los fundamentos teóricos tenidos en cuenta.

En trabajos futuro se podría fabricar y caracterizar dicha guía de onda no lineal, a través de un montaje experimental bajo condiciones de laboratorio y reales en campo.

2. Fundamentación

Este capítulo presenta las teorías que gobiernan la propagación de la luz en WG cuadradas y como interactúan con las estructuras semiconductoras, se emplea un marco de estudio clásico para la luz y un marco de estudio cuántico para las estructuras semiconductoras específicamente como se comportan los portadores de carga confinados en estructuras de MQW (los portadores son partículas con carga y que tienen movilidad en un cristal). Veremos los desarrollos matemáticos que explican la física del WG hechas a partir de junturas semiconductoras y se presenta la técnica para fabricar las estructuras que conforman los MQW. Veremos el análisis para la propagación de pulso cortos de luz introduciendo el método *Split Step Fourier* además de la importancia del estudio de la óptica no lineal y finalmente se presenta la teoría cuántica que gobierna la absorción de dos fotones, mejor conocida como teoría de perturbaciones dependiente del tiempo.

2.1. Pozos cuánticos

Los pozos cuánticos (*Quantum Wells* o QW) son estructuras ordenadas en capas nanométricas de semiconductores, en los cuales se puede controlar efectos de la mecánica cuántica que son aprovechables para la generación o detección de luz específica. La característica principal de un QW es su capacidad de confinar portadores de carga gracias a un potencial generado por la diferencia de energías entre las bandas de valencia y conducción de las capas semiconductoras ordenadas. Los QW pueden ser fabricados con un alto grado de precisión gracias a técnicas para el crecimiento de películas delgadas como por ejemplo el crecimiento epitaxial por múltiples haces moleculares (*Molecular Beam Epitaxy* o MBE) [McCray, 2007]. Algunas propiedades físicas de las estructuras QW se dan a temperatura ambiente y se pueden usar en dispositivos reales [Chemla et al., 1984]. QW han sido estudiado como un WG con foto detección integrada [Fidaner et al., 2007], pero solo bajo absorción lineal, donde una onda con energía igual al gap del pozo genera una fotocorriente aprovechando las propiedades de la configuración en las capas de los semiconductores que configuran el pozo. Una estructura típica de MQW es un arreglo de capas delgadas conformadas por una barrera y un pozo que se repite entre 30 y 80 veces [Miller and Laboratories, 1996].

Un QW es la denominación que recibe un pozo de potencial que confina, en dos dimensiones, partículas que originalmente tenían libertad para moverse en tres dimensiones, forzándolas a ocupar una zona acotada. Los efectos del confinamiento cuántico se producen cuando el espesor del pozo es menor que la longitud de onda de De Broglie para las partículas portado-

ras de energía (electrones y huecos), generando así niveles de energía llamadas “subbandas energéticas”, por lo que estos portadores de carga solo podrán tomar valores discretos de energía [Harrison, 2005].

2.1.1. Fabricación

Los QW se forman a partir de materiales semiconductores ordenados en capas, entre los más comunes está el arseniuro de galio ($GaAs$) entre dos capas de arseniuro de galio dopado con aluminio ($Al_xGa_{1-x}As$), constituyendo así una banda prohibida (*band gap*).

La deposición MBE es un método de crecimiento epitaxial de película delgadas (*epitaxy* viene del Griego y significa ordenado por capas), inventado a finales de 1960 en Bell Telephone Laboratories por J. R. Arthur y Alfred Y. Cho. MBE es ampliamente utilizado en la fabricación de dispositivos semiconductores, incluidos los transistores y se considera una de las herramientas fundamentales para el desarrollo de la nanociencia y la nanotecnología. Los grupos de laboratorios IBM y Bell mejoraron progresivamente la tecnología MBE, introduciendo refinamientos tales como sistemas de obturadores controlados por computadora y monitoreo *in situ* [McCray, 2007].

La fabricación de WG a partir de MQW se logra al depositar $Al_xGa_{1-x}As$ sobre una oblea de $GaAs$ por medio de la técnica MBE, ésta permite un control preciso del ancho de la capa a través del examen posterior a la deposición por medio de microscopía electrónica, el nivel de pureza se controla mediante espectroscopía Auger para el análisis químico de superficie y se usa la difracción de electrones por reflexión para el análisis estructural.

La capacidad de hacer crecer una capa epitaxial uniforme con un área grande y una superficie sin defectos es de gran importancia para la fabricación de dispositivos fotónicos. La calidad de las capas MBE depende de evaluaciones rápidas y pertinentes de las capas y en particular los métodos no destructivos son de especial interés, estos incluyen microscopía de contraste de fase, difracción de electrones, fotoluminiscencia, reflectividad y mediciones de efecto Hall [Cho and Arthur, 1975].

La característica más importante de MBE para la preparación de dispositivos es el control sobre espesor, composición y nivel de impurezas que se pueden obtener. En comparación con otras técnicas de deposición. MBE es relativamente lento, depositando alrededor de un nanómetro de material por minuto, requiriendo de un gran vacío ($10^{-11} Torr$) y un control más estricto de las impurezas [Cho and Arthur, 1975].

Usando MBE, es posible producir estructuras que consisten en muchas capas alternativas de $GaAs$ y $Al_xGa_{1-x}As$, con espesores menores a 10\AA . El control del espesor se obtiene mediante mediciones espectrométricas de masa para el flujo del haz, que el sistema computarizado utiliza para determinar cuándo se deben activar las contraventanas de bloqueo [Cho and Arthur, 1975]. El mecanismo de crecimiento cinético de MBE es mucho más completo y deseado especialmente para los compuestos de los grupos III-V.

Uno de los logros de MBE es la construcción de nanoestructuras que permiten la formación

de hetero-interfaces atómicamente planas y abruptas, tales estructuras han desempeñado un papel sin precedentes en la expansión de nuestro conocimiento de la física y la electrónica [Cho and Arthur, 1975]. La construcción de nanocables y estructuras cuánticas integradas en ellos permiten el procesamiento de información y la posible integración con aplicaciones en chip para comunicación cuántica e informática. [Villeneuve et al., 1995b].

La WG formada por MQW sometida a estudio en este trabajo se muestra en la Fig. 2-1 a-b; consiste en capas de $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ para las barreras y $GaAs$ para los pozos, rodeado por una cubierta de sílice apoyada en una oblea de $GaAs$. El software comercial COMSOL MULTIPHYSICS® se usa para encontrar el modo fundamental para la guía de onda, Fig. 2-1c, que esta relacionado con la dispersión del WG y el área efectiva.

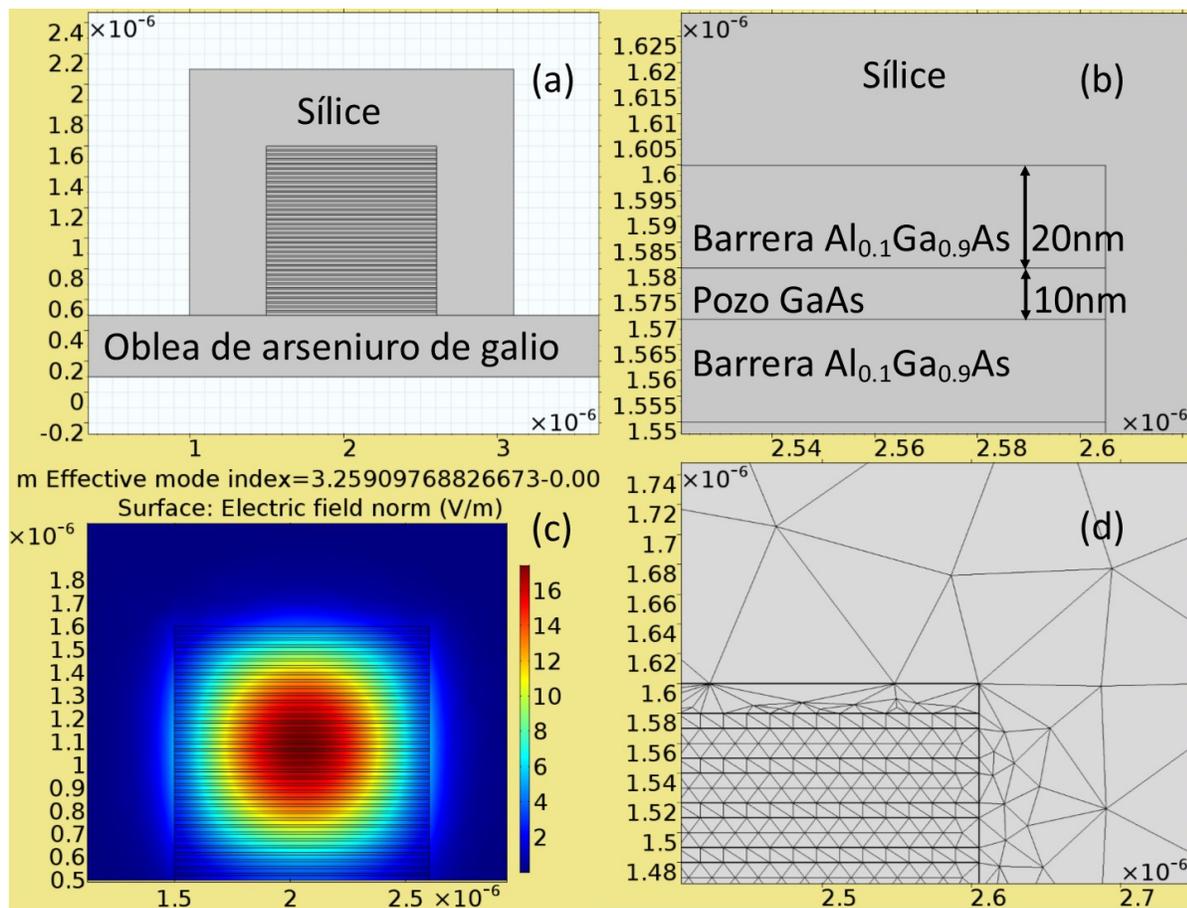


Figura 2-1.: Ilustración para la disposición de los pozos en la simulación, los valores dados en los ejes x , y son dados en unidades de metros, a) estructura completa de la sección transversal de WG de MQW, b) zoom a la sección superior derecha donde se aprecian las dimensiones de pozo y barrera, c) confinamiento de la luz al interior del arreglo de MQW, la barra de color indica la norma del campo eléctrico, d) tamaño del enmallado, mas fino en la región de MQW donde se confina la luz.

Este tipo de estructura tiene un gran potencial como PD y puede integrarse en un circuito fotónico debido a su forma y pequeño tamaño. Se estudiamos una estructura de MQW compuesta por 40 períodos, cada uno mide $30nm$ Fig. 2-1 b, una capa de barrera de $20nm$, una capa de pozo de $10nm$ y una sección transversal total de $1,2\mu m \times 1,2\mu m$.

2.2. Física de semiconductores

La física de semiconductores es el conjunto de teorías y modelos de la física de estado sólido que explican el comportamiento de los sistema y partículas que se pueden configurar en un material semiconductor bajo diversas condiciones como: temperatura, pureza y tipo de enlace [Dresselhaus, 1966].

2.2.1. Portadores de carga

En un cristal semiconductor existen dos clases de portadores de carga: electrones y huecos, estos últimos son tomados como cuasi-partículas, ya que resultan de un estado vacante en la banda de valencia que siguen teniendo propiedades como masa y carga eléctrica, esta condición no invalida los modelos, entonces un semiconductor presenta dos tipos de corriente eléctrica.

- Corriente de arrastre o deriva: debida a un campo eléctrico externo.
- Corriente de difusión: debida a diferencias en la concentración de los portadores.

A continuación se presenta la densidad de corriente para cada portador con ambos tipos de corriente:

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \nabla n \quad (2-1)$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \nabla p \quad (2-2)$$

donde q es la carga fundamental, n y p son las densidades de electrones y huecos, $\vec{E} = -\nabla\phi$ es el campo eléctrico, μ_n y μ_p son la movilidad de electrones y huecos y D_n y D_p son los coeficientes de difusión de los electrones y huecos respectivamente [Chuang, 2009].

2.2.2. Generación de portadores de carga

Cuando el WG es excitada por un pulso de luz láser con perfil de intensidad $I(z, t)$, donde se asume propagacion en el eje z , las tasa de generación (*Carrier Generation Rate* o CGR) para portadores de carga libre inducida es descrita por [Pattanaik et al., 2016b]:

$$\frac{dN_i(z, t)}{dt} = \frac{2\alpha_2(\omega_i; \omega_{3-i})}{\hbar\omega_i} I_i(z, t) I_{3-i}(z, t) - \frac{N_i(z, t)}{\tau}, \quad (2-3)$$

donde α_2 es el coeficiente 2PA, ω_i es la frecuencia para uno de los campos de radiación y τ es el tiempo de vida media para la recombinación de pares electrón-hueco [Jones et al., 2005], es claro que si tenemos tiempo de recombinación lo suficientemente alto la generación de fotocorriente es beneficiada.

Si quisiéramos seguir la intensidad del pulso a medida que se propaga en z debemos tomar

$$\frac{dI_i(z, t)}{dz} = -\alpha_1 I_i(z, t) - 2\alpha_2(\omega_i; \omega_{3-i}) I_i(z, t) I_{3-i}(z, t) - \sigma N_i(z, t) I_i(z, t) \quad (2-4)$$

donde α_1 es el coeficiente de absorción lineal y σ es la sección transversal para la absorción de portadores libres. Los subíndices que involucran i denotan los dos campos de radiación incidentes que pueden ser de diferente frecuencia o polarización, según [Fishman et al., 2011b] es conveniente usar WG para mejorar la respuesta del PD y tomaren cuenta además el caso 2PA extremadamente no degenerada, donde la señal de prueba aporte menos de la décima parte de la energía para el gap del pozo.

El coeficiente ND2PA α_2^{ND} es proporcional a la tasa de transiciones no lineal W_2 que a su vez es proporcional a la matriz de momentos para la interacción de radiación con el electrón. En términos generales su valor puede ser optimizado si se cumplen condiciones de polarización para la luz incidente y de geometría para los QW. Veremos ésto con mas detalle en los próximos capítulos.

2.2.3. Tipos de semiconductores

Una de las propiedades más importantes de los semiconductores es la cantidad de portadores en función de la temperatura. El modelo de 2 corrientes es el usado para describir los portadores, donde los electrones excitados son los que conducen cargas negativas y los huecos transportan carga positiva. Las cantidades importantes a determinar son la cantidad de portadores en la banda de conducción (nc) y la cantidad de portadores en la banda de valencia (pv) [Neamen, 2003].

Dependiendo de la relación entre la cantidad de portadores en cada banda podremos clasificar a los semiconductores, si la cantidad de portadores (huecos) en la banda de valencia es igual a la cantidad de portadores de la banda de conducción (electrones) tendremos lo que se llama un semiconductor intrínseco (nc=pv), por el contrario si la relación cambia de proporción, se dice que es un semiconductor extrínseco. El caso intrínseco se da en materiales puros, donde las bandas de conducción sólo pueden ser ocupadas por electrones que abandonaron la banda de valencia, dejando una vacancia o hueco. De esta manera la cantidad de cada tipo de portador esta siempre balanceada. Un semiconductor extrínseco, por el

contrario, tiene exceso ya sea de electrones o huecos, esto se debe que el cristal no es puro y tiene especies dopantes que funcionan como donadores o aceptores de electrones, esto ocurre cuando esa especie dopante o contaminante tiene una cantidad distinta de electrones en la capa de valencia a los de la red cristalina pura [Chuang, 2009].

2.2.4. Dopaje

Los semiconductores generalmente por si solos no presentan propiedades aprovechables, por esto se los dopa o contamina para darles alguna propiedad especial, como alterar la probabilidad de ocupación de las bandas energéticas, crear centros de recombinación entre otros. Por ejemplo, en un cristal de silicio o germanio dopado con elementos pentavalentes (As, P o Sb), al tener estos elementos 5 electrones en la capa de valencia, resultará que al formarse la estructura cristalina el quinto electrón no estará ligado en ningún enlace covalente, encontrándose en un nivel energético superior a los cuatro restantes. Si consideramos el efecto de la temperatura, observaremos que ahora, además de la formación de pares e-h, se liberarán también los electrones no enlazados, ya que la energía necesaria para liberar el electrón excedente es del orden de la centésima parte de la correspondiente a los electrones de enlaces covalentes [Kittel, 1985] (Fig. 2-2).

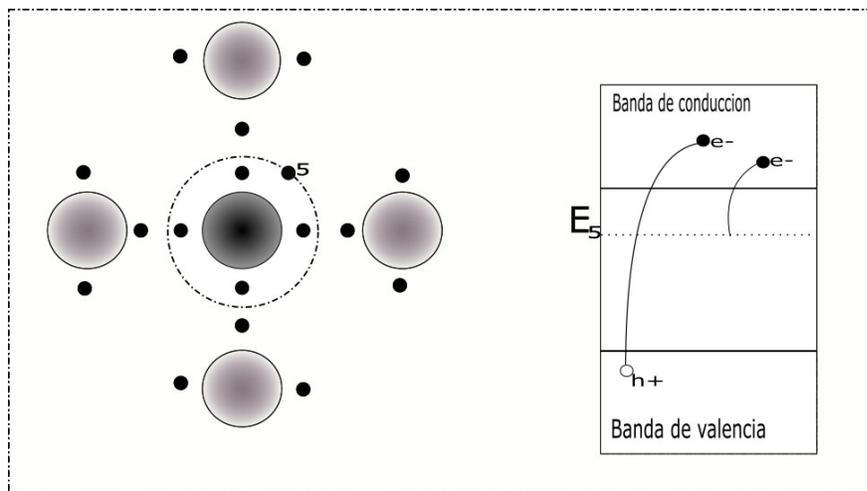


Figura 2-2.: Estructura con un electrón excedente en la capa de conducción debido a un dopaje tipo n o donador de electrones (tomado de [Neamen, 2003]).

En el semiconductor aparecerá una mayor cantidad de electrones que huecos, por ello se dice que los electrones son los portadores mayoritarios y que este excedente de electrones procede de las impurezas pentavalentes que son llamadas especies donadoras. Aún siendo mayor la especie n que la p , la ley de acción de masas se sigue cumpliendo, dado que aunque aparentemente sólo se aumente el número de electrones libres, al hacerlo, se incrementa la probabilidad de recombinación, lo que resulta en una disminución del número de huecos p , es

decir $n > n_i = p_i > p$, tal que: $n \cdot p = n_i^2$. Así la conductividad del material aumenta enormemente, por ejemplo, introduciendo sólo un átomo donador por cada 1000 átomos de silicio, la conductividad aumenta 24100 veces en comparación con el silicio puro [Neamen, 2003]. En cambio, cuando se ha dopado con elementos trivalentes (Al, B, Ga o In), las impurezas aportan una vacante, por lo que se las denomina aceptores de electrones. Ahora bien, el espacio vacante no es un hueco como el formado antes con el salto de un electrón, sino que tiene un nivel energético ligeramente superior al de la banda de valencia (Fig. 2-3). En este caso, los electrones toman lugar en las vacantes con facilidad dejando huecos en la banda de valencia en mayor número que electrones en la banda de conducción, de modo que ahora los huecos son portadores mayoritarios.

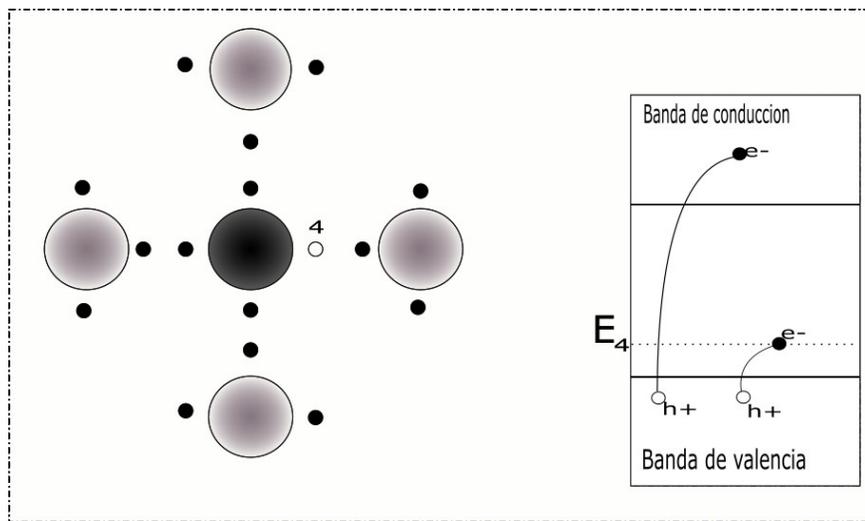


Figura 2-3.: Estructura con un hueco adicional en la banda de valencia, debido a un dopaje tipo p o aceptor de electrones (tomado de [Neamen, 2003]).

Al igual que en el caso anterior, el incremento del número de huecos se ve compensado en cierta medida por la mayor probabilidad de recombinación, de modo que la ley de acción de masas ($n \cdot p = n_i^2$) también se cumple [Neamen, 2003].

2.3. Guías de onda

Un WG es una estructura que funciona como conducto para confinar y transportar ondas electromagnéticas evitando al máximo pérdidas de energía, es importante tener en cuenta magnitud de la longitud de onda de la señal, ya que de esta depende el tamaño del WG y debe ser fabricada de 10 a 100 veces más grande que la longitud de onda que soportara el WG dependiendo de su aplicación [Agrawal, 2009, Yariv, 1988].

Los WG en opto-electrónica son comúnmente construidas sobre obleas de silicio y otros materiales semiconductores, en las que se hace crecer capas de óxidos y compuestos pa-

ra mejor características ópticas y eléctricas en diferentes dispositivos como transistores, detectores, amplificadores, moduladores y conjuntos llamados en general chips fotónicos [Liang et al., 2006, Ren et al., 2012], los cuales aprovechan la características de los materiales para mejorar por ejemplo la tasa de conmutación en operaciones lógicas o la detección de pulsos de luz.

Guía de onda rectangular

Entre las estructuras que se han propuesto para un WG hecho con MQW se basan en juncturas de $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, donde han obtenido medidas aproximadas para varios anchos de un pulso de luz láser, ratificando el modelo teórico para un autocorrelador compacto con posibilidad de ser integrado a gran variedad de circuitos fotónicos [Laughton et al., 1994]. La región del espectro donde opera un fotodetector está ligada al tipo de material con que construyamos los arreglos de QW, trabajos como [Asgari et al., 2009] han mostrado que el uso de nitruros de galio con diferentes fracciones molares de aluminio en el dopado se obtienen detectores en la región ultravioleta, los autores mantienen una configuración p-i-n en la estructura de la guía, proponen 2nm de espesor para las capas pozo y 15nm para las capas barrera, además proponen 20 periodos en la zona foto-multiplicadora, ellos encontraron que la longitud de onda para la operación del foto-detector puede ser ajustada con la variación del anchos de las capas y la concentración de sustancias dopantes.

Para el presente trabajo solo mencionaremos las características del WG rectangular mostrado en Fig 2-4, ya que es la base el desarrollo de WG fabricada a partir de MQW.

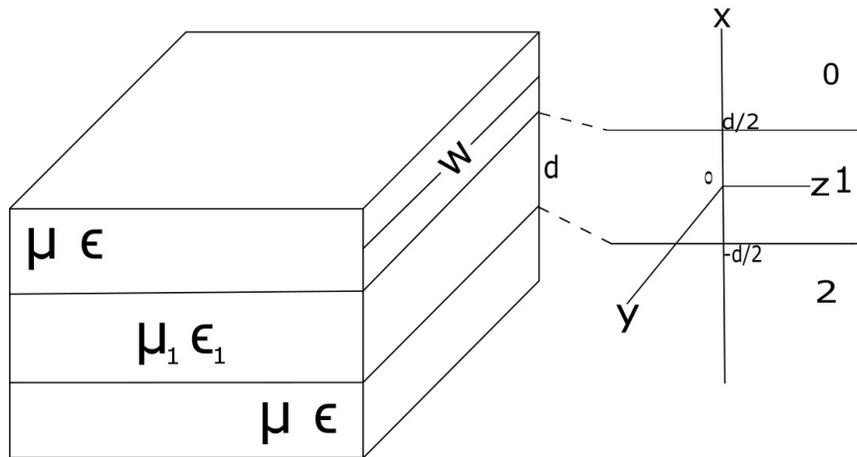


Figura 2-4.: Ilustración de la configuración de un WG rectangular donde la zona $\mu_1\epsilon_1$ confina la luz debido al contraste de índice de refracción (tomado de [Chuang, 2009])

Consideremos un ancho w mayor que el espesor d , la dependencia del campo con y es

despreciable ($\frac{\partial}{\partial y} \equiv 0$) (onda plana) [Chuang, 2009, Yariv, 1988]. A partir de la ecuación de onda

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu \epsilon) \vec{E} = 0, \quad (2-5)$$

podemos encontrar la solución del campo en cualquier parte de la región delimitada por el WG. Asumiendo que el WG es simétrica, entonces la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética son ϵ y μ respectivamente para $|x| \geq \frac{d}{2}$; ϵ_1 y μ_1 para $|x| \leq \frac{d}{2}$. Esto es justificable solo para guías simétricas, luego podemos obtener las soluciones de los modos pares e impares, además separamos las soluciones de los campos en dos clases: las polarización Transverso Eléctrica (TE) y la polarización Transverso Magnética (TM), tanto par como impar. Un modo guiado es una solución a las ecuaciones de Maxwell, cuando se tienen condiciones de frontera definidas; los perfiles espaciales de campo y sus polarizaciones permanecen inalterados mientras se propague la onda en la guía [Chuang, 2009].

Condiciones de guiado para la polarización TE

El campo eléctrico en este caso solo tiene componente en el eje y , $\vec{E} = \hat{y}E_y$ [Chuang, 2009]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \right) E_y = 0 \quad (2-6)$$

donde

$$\vec{H} = \frac{1}{j\omega\mu_i} \left(-\hat{x}jk_z E_y + \hat{z}\frac{\partial}{\partial x} E_y \right) \quad (2-7)$$

Modos TE pares

La ecuación de onda de los modos TE tiene soluciones de la forma $[e^{jk_z z}, e^{-jk_z z}] \cdot [e^{jk_x x}, e^{-jk_x x}]$. Dado que la guía es translacionalmente invariante a lo largo del eje z , elegimos $e^{jk_z z}$ para un modo guiado propagándose en la dirección $+z$. Escogemos la solución estándar $\cos k_x x$ o $\sin k_x x$ dentro del WG y una solución $e^{\alpha x}$ o $e^{-\alpha x}$ fuera del WG. Por todo lo anterior el campo eléctrico par puede ser escrito en la forma

$$E_y = e^{-j\omega t} \begin{cases} C_0 e^{-\alpha(|x| - \frac{d}{2})} & |x| \geq \frac{d}{2} \\ C_1 \cos k_x x & |x| < \frac{d}{2} \end{cases} \quad (2-8)$$

k_x , k_z y α satisfacen

$$k_x^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu_1 \varepsilon_1 \quad (2-9)$$

$$-\alpha^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu \varepsilon \quad (2-10)$$

las cuales son obtenidas por sustitución en Ec. 2-8 para la ecuación de onda Ec. 2-5. Justo en la frontera donde E_y y H_z son continuas en $x = \frac{d}{2}$ y $x = -\frac{d}{2}$, se obtiene

$$C_0 = C_1 \cos k_x \frac{d}{2}, \quad (2-11)$$

donde

$$\frac{\alpha}{\mu} C_0 = C_1 \frac{k_x}{\mu_1} \sin k_x \frac{d}{2}, \quad (2-12)$$

eliminado C_0 y C_1 encontramos una ecuación trascendental o condición de guiado

$$\alpha = \frac{\mu}{\mu_1} \tan k_x \frac{d}{2}. \quad (2-13)$$

Modos TE impares

El campo eléctrico se escribe como

$$E_y = e^{-j\omega t} \begin{cases} C_0 e^{-\alpha(x-\frac{d}{2})} & x \geq \frac{d}{2} \\ C_1 \sin k_x x & |x| \leq \frac{d}{2} \\ -C_0 e^{\alpha(x+\frac{d}{2})} & x \leq -\frac{d}{2} \end{cases}, \quad (2-14)$$

encontrando los campos tangenciales E_y y H_z cuando $x = \frac{d}{2}$ y logrando eliminar C_0 y C_1 obtendríamos

$$\alpha = -\frac{\mu}{\mu_1} k_x \cot k_x \frac{d}{2}. \quad (2-15)$$

Modos TM

Para la polarización TM, podemos tener resultados similares al modo TE usando el principio dual al reemplazar la solución a los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} del modo TE por \mathbf{H} y $-\mathbf{E}$ respectivamente, además intercambiando μ y ϵ

$$E = \frac{1}{j\omega\epsilon_i} \left(\hat{x} j k_z H_y - \hat{z} \frac{\partial}{\partial x} H_y \right), \quad (2-16)$$

luego las ecuaciones correspondientes para las condiciones de frontera en los modos TM pares son

$$\alpha \frac{d}{2} = \frac{\epsilon}{\epsilon_1} \left(k_x \frac{d}{2} \right) \tan \left(k_x \frac{d}{2} \right) \quad (2-17)$$

y para los modos TM impares

$$\alpha \frac{d}{2} = -\frac{\epsilon}{\epsilon_1} \left(k_x \frac{d}{2} \right) \cot \left(k_x \frac{d}{2} \right). \quad (2-18)$$

2.3.1. Constante de propagación k_z

La constante de propagación o número de onda en el eje z se define como [Chuang, 2009]

$$k_z = \omega \sqrt{\mu\epsilon} = \omega \frac{n}{c} \quad (2-19)$$

La constante de propagación inicia como $\omega \sqrt{\mu\epsilon}$ en la porción o capa del WG que funciona como barrera e incrementa hasta $\omega \sqrt{\mu_1\epsilon_1}$ en la porción o capa del pozo, lo que permite el confinamiento de luz. El índice de refracción efectivo para un modo guiado se define como

$$n_{eff} = \frac{k_z}{k_0} \quad (2-20)$$

Para la capa de barrera $n = \frac{\omega \sqrt{\mu\epsilon}}{k_0}$ y para la capa de pozo $n_1 = \frac{\omega \sqrt{\mu_1\epsilon_1}}{k_0}$.

Se asume que n y n_1 son independientes de la frecuencia. En semiconductores los efectos de dispersión del índice de refracción cerca al borde de la banda pueden ser significativos. Esto es importante para conocer el índice de refracción a una longitud de onda central, el índice de refracción efectivo debe estar definido como: $n(\lambda) < n_{eff}(\lambda) < n_1(\lambda)$ cuando la dispersión por el material está siendo tomada en consideración [Agrawal, 2009].

2.3.2. Índice de refracción de sistemas $Al_xGa_{1-x}As$

Conocer el índice de refracción lineal para los materiales de la capa es necesario para calcular la dispersión y los coeficientes no lineales. El índice de refracción para los materiales que combinan elementos de los grupos III y V pueden ser aproximados según las siguientes expresiones [Chuang, 2009]:

$$n(\omega) \approx \sqrt{\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon_0}}, \quad (2-21)$$

donde $\varepsilon'(\omega)$ es la parte real de la función permitividad, entonces definimos

$$\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon_0} \approx A(x) \left\{ f(y) + \frac{1}{2} \left[\frac{E_g(x)}{E_g(x) + \Delta(x)} \right]^{\frac{3}{2}} f(y_{so}) \right\} + B(x), \quad (2-22)$$

donde

$$f(y) = \frac{1}{y^2} \left[2 - (1+y)^{\frac{1}{2}} - (1-y)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (2-23)$$

además

$$y = \frac{\hbar\omega}{E_g(x)} \quad (2-24)$$

y

$$y_{so} = \frac{\hbar\omega}{E_g(x) + \Delta(x)}, \quad (2-25)$$

$E_g(x)$ determina la energía del band gap y $\Delta(x)$ es la energía spin-orbita. Para el $Al_xGa_{1-x}As$ los parámetros en función de la fracción molar x son:

$$E_g(x) = 1,424 + 1,266x + 0,26x^2(eV) \quad (2-26)$$

$$\Delta(x) = 0,24 - 0,5x(eV) \quad (2-27)$$

$$A(x) = 6,64 + 16,92x(eV) \quad (2-28)$$

$$B(x) = 9,2 - 9,22x(eV). \quad (2-29)$$

El índice de refracción del material cambia con la frecuencia de la luz y depende ligeramente del dopado en el semiconductor, la temperatura y la deformación mecánica.

2.3.3. Dispersión

La dispersión es una característica del WG que cambia con la geometría y el índice de refracción efectivo (n_{eff}). Para MQW conformados por materiales de los grupos III-V, el índice de refracción lineal es dado por Ec. 2-21.

El índice de refracción efectivo de los materiales cambia con la longitud de onda propagante y es fuertemente afectado por la estructura cuadrada del WG. Así, el parámetro dispersión del arreglo de pozos-barreras se puede calcular según la expresión

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2-30)$$

donde se observa la dependencia con la longitud de onda incidente y la segunda derivada de n_{eff} con respecto a λ . Las unidades típicas utilizadas en telecomunicaciones para expresar la dispersión son: $\frac{ps}{kmm}$, esto significa que cuando el pulso se propaga al interior del WG se ensancha un ps por cada km recorrido y por cada nm de ancho espectral [Agrawal, 2009].

2.4. Teoría de perturbaciones dependiente del tiempo

Partimos de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo.

$$H(\vec{r}, t) \Psi(\vec{r}, t) = j\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (2-31)$$

donde debemos tomar el Hamiltoniano como la suma de una función sin perturbar (la cual tiene solución) más una función perturbada dada por algún agente externo al sistema, así podemos expresar el Hamiltoniano como:

$$H(\vec{r}, t) = H_0 + H'(\vec{r}, t), \quad (2-32)$$

donde la solución al Hamiltoniano no perturbado se asume conocida,

$$H_0 \phi_n(\vec{r}, t) = j\hbar \frac{\partial \phi_n(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2-33)$$

$$\phi_n(\vec{r}, t) = R_n(\vec{r}) e^{-j \frac{E_n t}{\hbar}} \quad (2-34)$$

$$H_0 \phi_n(\vec{r}, t) = E_n \phi_n(\vec{r}, t) \quad (2-35)$$

Nuestro objetivo es relacionar las funciones propias y valores propios desconocidos del sistema perturbado con las funciones propias y valores propios conocidos del sistema sin perturbar. Para llevar a cabo esta tarea la perturbación se debe aplicar gradualmente, produciendo un cambio continuo desde el sistema sin perturbar hasta el perturbado. Matemáticamente, esto equivale a introducir un parámetro Λ en el Hamiltoniano, de modo que:

$$H = H_0 + \Lambda H'(\vec{r}, t), \quad (2-36)$$

Λ se usa como herramienta para expandir en series de Taylor, se le ha tratado de dar explicación física a Λ como un peso en el avance de la perturbación.

Supongamos un sistema no degenerado, donde Ψ_n^0 es la función de onda de un nivel no degenerado sin perturbar con energía E_n^0 y sea Ψ_n la función de onda del sistema perturbado cuando se aplica la perturbación, entonces la ecuación de Schrödinger para un sistema perturbado es:

$$H\Psi_n = (H_0 + \Lambda H')\Psi_n = E_n\Psi_n \quad (2-37)$$

Puesto que el Hamiltoniano en esta ecuación depende del parámetro Λ , tanto las funciones propias Ψ_n como los valores propios E_n dependen también del parámetro Λ . Luego es válido expandir en series de Taylor

$$\Psi_n = \Psi_n|_{\Lambda=0} + \Lambda \left. \frac{\partial \Psi_n}{\partial \Lambda} \right|_{\Lambda=0} + \frac{\Lambda^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial \Lambda^2} \right|_{\Lambda=0} \dots \quad (2-38)$$

donde se puede renombrar al factor y a la derivada que acompañan la función Ψ_n como:

$$\Psi_n = \Psi_n^0 + \Lambda \Psi_n^1 + \Lambda^2 \Psi_n^2 \dots, \quad (2-39)$$

para la energía es igualmente válido,

$$E_n = E_n|_{\Lambda=0} + \Lambda \left. \frac{dE_n}{d\Lambda} \right|_{\Lambda=0} + \frac{\Lambda^2}{2!} \left. \frac{d^2 E_n}{d\Lambda^2} \right|_{\Lambda=0} \dots \quad (2-40)$$

se puede reescribir la serie como

$$E_n = E_n^0 + \Lambda E_n^1 + \Lambda^2 E_n^2 \dots, \quad (2-41)$$

donde $\Lambda^k = \frac{\Lambda^k}{k!}$.

Para continuar es necesario discutir sobre la condición de normalización intermedia donde relacionamos la función de onda de cada estado con su expansión de la siguiente forma:

$\langle \Psi_n^0 | \Psi_n \rangle = 1$, si reemplazamos esta condición en la Ec. 2-39

$$1 = \langle \Psi_n^0 | \Psi_n^0 \rangle + \Lambda \langle \Psi_n^0 | \Psi_n^1 \rangle + \Lambda^2 \langle \Psi_n^0 | \Psi_n^2 \rangle \dots \quad (2-42)$$

Puesto que esta ecuación es válida para todos los valores que pueda tomar Λ entre 0 y 1, entonces los coeficientes de potencias iguales a cada lado de la ecuación deben ser iguales.

$$1 = \langle \Psi_n^0 | \Psi_n^0 \rangle ; 0 = \langle \Psi_n^0 | \Psi_n^1 \rangle ; 0 = \langle \Psi_n^0 | \Psi_n^2 \rangle \quad (2-43)$$

Cuando se utiliza la normalización intermedia las correcciones de la función de onda son ortogonales a la función sin perturbar Ψ_n^0 y al reemplazar la expansión en la ecuación de Schrödinger tenemos que para cada potencia de Λ se cumplen las siguientes ecuaciones:

$$\Lambda^0 \Rightarrow H^0 \Psi_n^0 = E_n^0 \Psi_n^0 \quad (2-44)$$

$$\Lambda^1 \Rightarrow H^0 \Psi_n^1 + H' \Psi_n^0 = E_n^0 \Psi_n^1 + E_n^1 \Psi_n^0 \quad (2-45)$$

$$\Lambda^2 \Rightarrow H^0 \Psi_n^2 + H' \Psi_n^1 = E_n^0 \Psi_n^2 + E_n^1 \Psi_n^1 + E_n^2 \Psi_n^0 \quad (2-46)$$

Entonces la corrección de primer orden o potencia uno de Λ para la función de onda es:

$$(E_m^0 - E_n^0) \langle \Psi_m^0 | \Psi_n^1 \rangle = - \langle \Psi_m^0 | H' | \Psi_n^0 \rangle \quad m \neq n \quad (2-47)$$

Para obtener Ψ_n^1 , desarrollamos esta función en términos del conjunto ortogonal completo formado por las funciones propias sin perturbar Ψ_m^0 del operador hermítico H_0

$$\Psi_n^1 = \sum_m a_m \Psi_m^0 \quad (2-48)$$

donde, si multiplicamos por Ψ_m^{0*} e integramos obtenemos

$a_m = \langle \Psi_m^0 | \Psi_n^1 \rangle$ con eso $(E_m^0 - E_n^0) a_m = - \langle \Psi_m^0 | H' | \Psi_n^0 \rangle$ para $m \neq n$.

Por hipótesis, el nivel E_n^0 es no degenerado, así que $E_m^0 \neq E_n^0$ para $m \neq n$, y podemos dividir por $E_m^0 - E_n^0$ para obtener el coeficiente

$$a_m = \frac{- \langle \Psi_m^0 | H' | \Psi_n^0 \rangle}{E_m^0 - E_n^0} \quad (2-49)$$

Recordemos que la condición de normalización intermedia para Ψ_n hace que $\langle \Psi_n^0 | \Psi_n^1 \rangle = 0$, por tanto la corrección de primer orden de la función de onda es:

$$\Psi_n^1 = \sum_{m \neq n} \frac{\langle \Psi_m^0 | H' | \Psi_n^0 \rangle}{E_m^0 - E_n^0} \Psi_m^0, \quad (2-50)$$

la suma se realiza para todos los estados sin perturbar, exceptuando el estado n . La función corregida a primer orden

$$\Psi_n \approx \Psi_n^0 + \sum_{m \neq n} \frac{\langle \Psi_m^0 | H' | \Psi_n^0 \rangle}{E_m^0 - E_n^0} \Psi_m^0, \quad (2-51)$$

muestra como el efecto que produce la perturbación sobre la función de onda Ψ_n^0 es “mezclar” las contribuciones de otros estados Ψ_m^0 con $m \neq n$ y debido al factor $\frac{1}{E_m^0 - E_n^0}$ las contribuciones más importantes aparte de Ψ_n^0 a la función de onda perturbada provienen de los estados con energías más próximas a la del estado n .

Si existe un sistema con niveles de energía degenerados como por ejemplo un sistema hipotético con seis estados y un nivel sin perturbar triplemente degenerado, entonces lo que hace la perturbación es eliminar los valores de energías degeneradas o repetidas y dar un valor de energía diferente a cada estado del sistema Fig. 2-5. En algunos casos la perturbación puede no tener efecto sobre la degeneración, o puede romperla sólo de forma parcial [Levine, 1989].

2.4.1. Hamiltoniano para la interacción radiación materia

Si se considere un semiconductor iluminado por una fuente de luz incidiendo sobre la superficie, entonces el Hamiltoniano para la interacción fotón electrón es:

$$H = \frac{p^2}{2m_0} + V(\vec{r}) - \frac{e}{2m_0} (\vec{p} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{p}) + \frac{e^2 A^2}{2m_0}, \quad (2-52)$$

donde $V(\vec{r})$ es el potencial barrera del pozo, \vec{A} es el vector potencial debido al campo $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ dado por el Gauge de Coulomb, $\vec{p} = -j\hbar\nabla$ es el operador momento del electrón y debido a que es un operador que conmuta con \vec{A} entonces, $\vec{p} \cdot \vec{A} = \vec{A} \cdot \vec{p}$.

Tomaremos las siguientes aproximaciones validas:

El cuarto término $\frac{e^2 A^2}{2m_0}$, que es cuadrático, es menor que el término lineal y lo podemos hacer cero; el producto $|e\vec{A}|$ es más pequeño que $|\vec{p}|$ para la mayoría de las intensidades de los campos ópticos; el operador momento del electrón $p \sim \hbar k \sim \frac{\hbar\pi}{a}$, donde a es el parámetro de red cristalina, para algunos cristales es de 5\AA . Finalmente nuestro Hamiltoniano perturbador es: $H' \approx -\frac{e}{m_0} \vec{A} \cdot \vec{p}$.

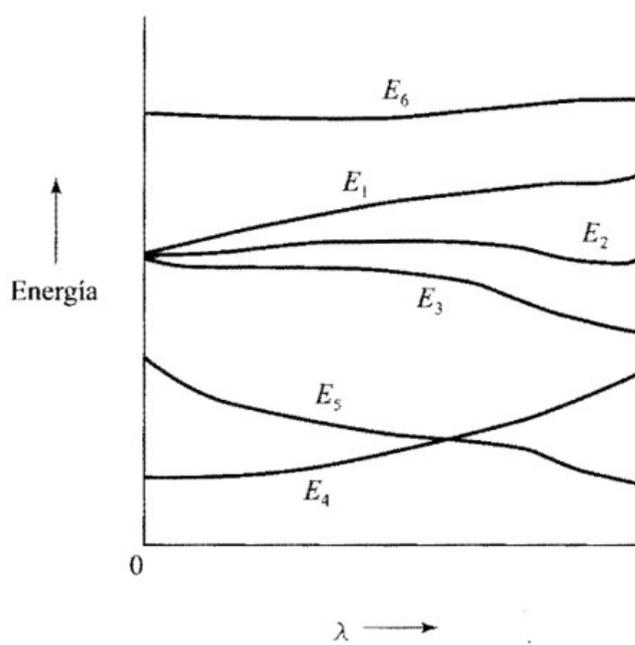


Figura 2-5.: Esquema de un sistema cuántico con estados degenerados que a causa de una perturbación muestra nuevos estados de energía (tomado de [Levine, 1989]).

Para el Gauge de Coulomb en ausencia de cargas y de corrientes se considera la propagación del campo E-M como ondas planas $\vec{E} = E e^{j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$, donde el potencial escalar junto con el divergente del potencial vectorial son cero¹.

En forma expandida:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \hat{e} \frac{A_0}{2} e^{j(\vec{K}\cdot\vec{r}-\omega t)} + \hat{e} \frac{A_0}{2} e^{-j(\vec{K}\cdot\vec{r}-\omega t)} ; \hat{e} = TE \quad \text{o} \quad TM, \quad (2-53)$$

con lo que el Hamiltoniano perturbador dependiente del tiempo es:

$$H'(\vec{r}, t) = \frac{-e}{m_0} \vec{A}(\vec{r}, t) \vec{p} = H'(\vec{r}) e^{-j\omega t} + H'^*(\vec{r}) e^{j\omega t}, \quad (2-54)$$

y si queremos solo la dependencia espacial en el Hamiltoniano entonces,

$$H'(\vec{r}) = \frac{-e}{2m_0} A_0 e^{j\vec{K}\cdot\vec{r}} \hat{e} \cdot \vec{p} \quad (2-55)$$

Para longitudes de onda λ que son mucho mayores que el parámetro de red del cristal, se puede tomar $\frac{2\pi}{\lambda} \approx 0$, con lo que el potencial vectorial $\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A} e^{j\vec{K}\cdot\vec{r}} \approx \vec{A}$ no tendría

¹Un tratamiento mecano cuántico adecuado requiere una descripción cuántica tanto del átomo como de la radiación, pero simplificaremos el desarrollo usando la descripción clásica de la luz como una onda electromagnética de campos eléctricos y magnéticos oscilantes.

dependencia espacial. Así la matriz de elementos del Hamiltoniano puede ser escrita en términos de la matriz de momentos

$$H'_{ba} = \frac{-e}{m_0} \vec{A} \langle b | \vec{p} | a \rangle = \frac{-eA_0}{2m_0} \hat{e} \cdot \vec{p}_{ba}, \quad (2-56)$$

donde \vec{p}_{ba} es la matriz momento del electrón.

Asumimos el Hamiltoniano perturbador dependiente del tiempo como:

$$H'(\vec{r}, t) = \begin{cases} H'(\vec{r}) e^{-j\omega t} + H'^*(\vec{r}) e^{j\omega t} & \text{si } t \geq 0 \\ 0 & \text{si } t < 0 \end{cases} \quad (2-57)$$

Expandimos la función de onda dependiente del tiempo como una combinación lineal de sus funciones base sin perturbar así:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_n a_n(t) \phi_n(\vec{r}) e^{-j \frac{E_n t}{\hbar}}, \quad (2-58)$$

donde $|a_n(t)|^2$ es la probabilidad de encontrar un electrón en el estado n en un tiempo dado. Reemplazando la función $\Psi(\vec{r}, t)$ en la ecuación de Schrödinger se obtiene

$$\sum_n \frac{da_n(t)}{dt} \phi_n(\vec{r}) e^{-j \frac{E_n t}{\hbar}} = \frac{-j}{\hbar} \sum_n H'(\vec{r}, t) a_n(t) \phi_n(\vec{r}) e^{-j \frac{E_n t}{\hbar}} \quad (2-59)$$

Usando producto interno y la propiedad de ortonormalidad $\langle \phi_m | \phi_n \rangle = \delta_{mn}$ escogemos sólo los casos $n = m$ en el primer término del miembro izquierdo, así:

$$\frac{da_m(t)}{dt} = \frac{-j}{\hbar} \sum_n a_n(t) H'_{mn}(t) e^{j\omega_{mn} t}, \quad (2-60)$$

donde $\omega_{mn} = \frac{(E_m - E_n)}{\hbar}$.

La matriz de elementos del Hamiltoniano perturbador queda como:

$$H'_{mn}(t) = \langle m | H'(\vec{r}, t) | n \rangle = H'_{mn} e^{-j\omega t} + H'^*_{mn} e^{j\omega t} \quad (2-61)$$

Luego expandimos el coeficiente de la sumatoria para la función de onda que es conjunto completo de soluciones

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_n a_n(t) \phi_n(\vec{r}) e^{-j \frac{E_n t}{\hbar}} \quad (2-62)$$

De acuerdo al parámetro de expansión en la serie de Taylor Λ (que en general es menor que 1) se trunca la expansión a segundo o tercer orden, ya que $\Lambda^k = \frac{\Lambda^k}{k!}$, luego la expansión para los coeficientes que acompañan la función de onda es:

$$a_n(t) = a_n^0 + \Lambda a_n^1(t) + \Lambda^2 a_n^2(t) \dots \quad (2-63)$$

2.4.2. Absorción de uno y de dos fotones

Si obtenemos $\frac{da_m^0}{dt} = 0$ en la expansión, la solución al orden cero es constante y el electrón está en un estado inicial conocido y nos funciona si $a_i^0(t=0) = 1$; $a_m^0(t) = 0$ si $m \neq i$. El término de primer orden en la expansión que da cuenta de la absorción de un fotón es:

$$\frac{da_m^1(t)}{dt} = \frac{-j}{\hbar} \sum_n a_n^0 H'_{mn}(t) e^{j\omega_{mn}t}, \quad (2-64)$$

cuya solución nos muestra la probabilidad para que un fotón sea absorbido.

$$\frac{da_m^1(t)}{dt} = \frac{-j}{\hbar} (t) H'_{mi}(t) e^{j\omega_{mi}t} = \frac{-j}{\hbar} \left[H'_{mi} e^{j(\omega_{mi}-\omega)t} + H'_{mi}^* e^{j(\omega_{mi}+\omega)t} \right] \quad (2-65)$$

Si tenemos interés en un estado final $m = f$, hacemos integración directa

$$a_f^1(t) = \frac{-j}{\hbar} \left[\frac{H'_{mi} e^{j(\omega_{mi}-\omega)t} - 1}{\omega_{mi} - \omega} + \frac{H'_{mi}^* e^{j(\omega_{mi}+\omega)t} - 1}{j\omega_{mi} + \omega} \right] \quad (2-66)$$

Si consideramos un fotón con frecuencia cercana a la energía del gap

$$|a_f^1(t)|^2 = \frac{4 |H'_{fi}|^2 \sin^2 \frac{t}{2} (\omega_{mi} - \omega)}{\hbar (\omega_{mi} - \omega)} + \frac{4 |H'_{fi}^*|^2 \sin^2 \frac{t}{2} (\omega_{mi} + \omega)}{\hbar (\omega_{mi} + \omega)}, \quad (2-67)$$

cuando el tiempo de interacción es suficientemente grande es válido que

$$\frac{\sin^2 \left(\frac{xt}{2} \right)}{x^2} \Rightarrow \frac{\pi t}{2} \delta(x), \quad (2-68)$$

donde $\delta(x)$ es la función delta de Dirac.

$$|a_f^1(t)|^2 = \frac{2\pi t}{\hbar^2} |H'_{fi}|^2 \delta(\omega_{fi} - \omega) + \frac{2\pi t}{\hbar^2} |H'_{fi}^*|^2 \delta(\omega_{fi} + \omega) \quad (2-69)$$

con eso, la tasa de transiciones entre estados para la absorción de un fotón es:

$$W_{if} = \frac{d}{dt} |a_f^1(t)|^2 = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) + \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{fi}^*|^2 \delta(E_f - E_i + \hbar\omega) \quad (2-70)$$

donde se uso la propiedad $\delta(\hbar\omega) = \frac{\delta(\omega)}{\hbar}$.

El siguiente término en la expansión de coeficientes que da cuenta de la absorción de dos fotones es:

$$\frac{da_m^2(t)}{dt} = \frac{-j}{\hbar} \sum_n a_n^1(t) H'_{mn}(t) e^{j\omega_{mn}t} \quad (2-71)$$

Es necesario en este caso de absorción de dos fotones usar un estado intermedio (*int*) o virtual que nos permita visualizar el electrón efectivamente transitando entre los estados base y final.

Necesitamos la solución para el coeficiente de segundo orden para el estado final o real, entonces partimos de

$$j\hbar \frac{da_f^2(t)}{dt} = \sum_k a_k^1(t) H'_{fk}(t) e^{j\omega_{fk}t} \quad (2-72)$$

La contribución a la sumatoria será solo del estado intermedio

$$a_f^2(\tau) = \frac{-j}{\hbar} \int_0^\tau \langle f | H'(\vec{r}, t) | int \rangle e^{j\omega_{f,int}t} a_{int}^1(t) dt, \quad (2-73)$$

reemplazando $a_{int}^1(t)$ obtenido del caso absorción de un fotón, entonces el coeficiente de probabilidad para la absorción de dos fotones es:

$$a_f^2(\tau) = \frac{-j}{\hbar} \int_0^\tau \left\{ H'_{f,int} e^{j(\omega_{f,int} - \omega_2)t} + H'_{f,int}^* e^{j(\omega_{f,int} + \omega_2)t} \right\} \times \left\{ \frac{-1}{\hbar} \left[\frac{H'_{int,i} e^{j(\omega_{int,i} - \omega_1)t} - 1}{\omega_{int,i} - \omega_1} + \frac{H'_{int,i}^* e^{j(\omega_{int,i} + \omega_1)t} - 1}{j\omega_{int,i} + \omega_1} \right] \right\} dt \quad (2-74)$$

y con esto la tasa de transición W para la absorción de dos fotones es:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eE_1}{2m\omega_1} \right)^2 \left(\frac{eE_2}{2m\omega_2} \right)^2 \sum_F \left| \sum_I \frac{M_{FI}^{(2)} M_{IO}^{(1)}}{E_I - E_0 - \hbar\omega_1} + \frac{M_{FI}^{(1)} M_{IO}^{(2)}}{E_I - E_0 - \hbar\omega_2} \right|^2 \times \delta(E_I - E_0 - \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2) \quad (2-75)$$

donde los subíndices se identifican como estados del electrón, 0: base; I: intermedio o virtual y F: final o excitado.

Finalmente el coeficientes de absorción de dos fotones puede ser definido para el caso no degenerado si $E_g = \hbar(\omega_1 + \omega_2)$ como:

$$\alpha_2^{(1)} = \left(\frac{8\pi\hbar\omega_1}{cn_1 E_1^2} \right) W \quad (2-76)$$

para el fotón con energía $\hbar\omega_1$ y

$$\alpha_2^{(2)} = \left(\frac{8\pi\hbar\omega_2}{cn_2E_2^2} \right) W \quad (2-77)$$

para el fotón con energía $\hbar\omega_2$.

Si la excitación es causada por un solo campo de radiación entonces estamos en el caso degenerado con lo que el coeficiente de absorción es:

$$\alpha_2^{(1,2)} = \left(\frac{8\pi\hbar\omega}{cnE^2} \right) 2W \quad (2-78)$$

donde se define el campo eléctrico en términos de la intensidad de radiación $E^2 = \frac{2I}{nc\epsilon_0}$ y la intensidad de radiación $I = \frac{nc\epsilon_0\omega^2 A_0^2}{2}$ en términos de la amplitud del campo en el régimen de variación lenta de la envolvente.

2.5. Procesos no lineales

Los pulsos de luz con anchos temporales del orden de femtosegundos (fs) tienen importancia en la fotónica ya que generan fenómenos no lineales y en telecomunicaciones ópticas es útil su estudio por la necesidad de minimizar el intervalo temporal entre un 0 y 1 para lograr conmutación a altas tasas, lo que requiere duración de los pulsos cada vez más pequeños [Agrawal, 2013, Nielsen et al., 2004].

2.5.1. Absorción de dos fotones

La absorción no lineal se toma en cuenta para hacer el estudio de la generación de fotocorriente a partir de ND2PA con transición de dos fotones se gun se ve en la Fig. **2-6**, por lo cual se plantea trabajar en regímenes especiales donde se cumpla la ecuación $E_g \leq \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ [Cimento, 1971] en el caso no degenerados y extremadamente no degenerados [Reichert et al., 2016], en la Fig **2-7** se muestra como el coeficiente de absorción de dos fotones o 2PA aumenta drásticamente para el caso no degenerado donde una de las frecuencias que excita ND2PA es solo la décima parte del gap para el pozo.

Los procesos multifotón son importantes cuando las intensidades de la radiación son altas en comparación con el campo eléctrico de un material (del núcleo con sus electrones ligados) [Boyd, 2008]. La absorción de dos fotones ha sido observada en gran cantidad de sustancias, incluyendo gran número de semiconductores como ZnTe, GaAs, InP y InSb. La absorción de dos fotones es tratada teóricamente usando la teoría de perturbaciones dependiente del tiempo hasta el segundo orden que se desarrollo en la sección 2.4.

Un tratamiento más exhaustivo sugiere que se debe tener en cuenta la polarización del campo de radiación y como se relaciona esta polarización con la dirección de confinamiento de las

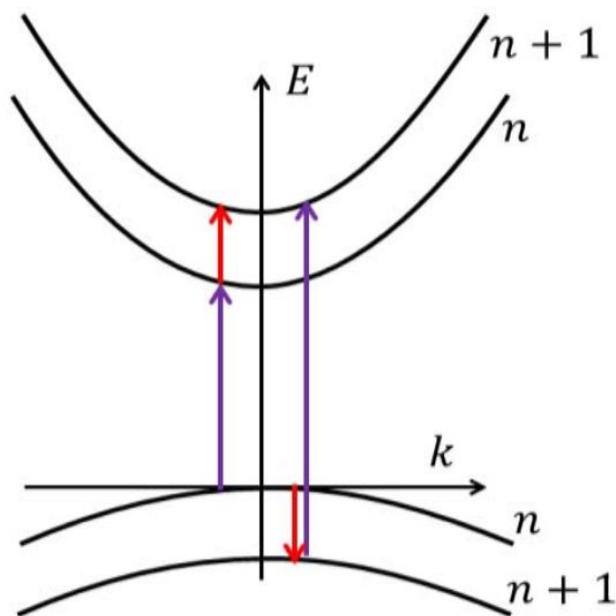


Figura 2-6.: Esquema de la transición interbandas de dos ondas con polarización TM desde la banda de valencia hasta la banda de conducción y transición intrabandas de huecos y electrones (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).

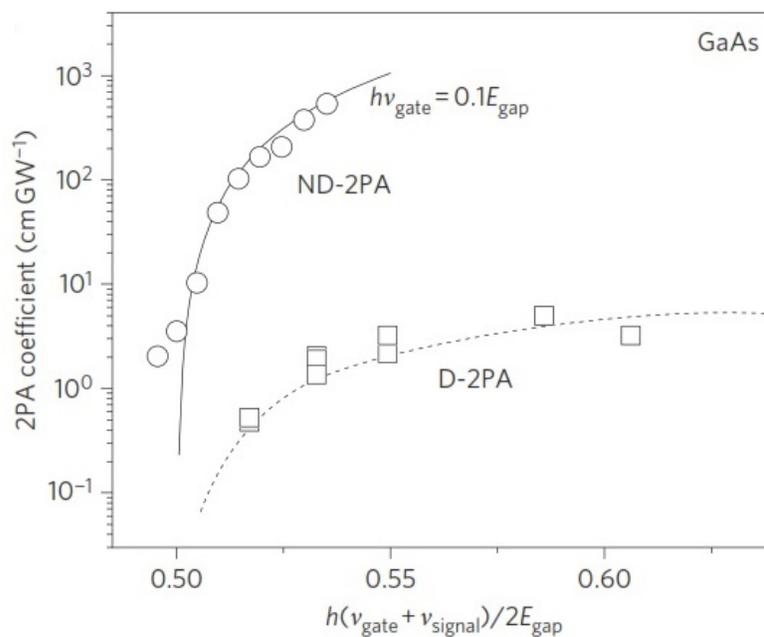


Figura 2-7.: Valores del coeficiente 2PA para los casos degenerado y no degenerado (tomado de [Fishman et al., 2011b]).

cargas como ilustran la Fig 2-8, Fig 2-9 y Fig 2-10. El umbral del coeficiente 2PA se desplaza

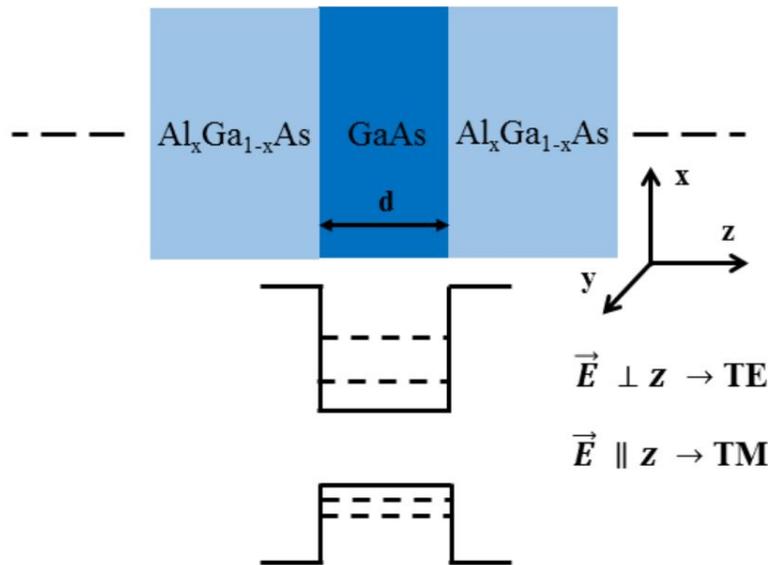


Figura 2-8.: Estructura de un QW y la orientación del vector de polarización eléctrica respecto a la dirección de crecimiento de las capas semiconductoras, cuando el vector campo eléctrico es perpendicular a la dirección de crecimiento se trata de polarización TE, mientras que si el vector campo eléctrico es paralelo a la dirección de crecimiento decimos que es polarización TM (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).

hacia valores de altas energía debido al confinamiento de las cargas en el pozo [Spector, 1987].

Trabajos como los de [Pattanaik et al., 2016b, Reichert et al., 2016] se enfocan en la problemática de calcular el coeficiente 2PA a través del estudio de casos no degenerados, esto ocurre cuando existen dos campos de radiación, cada uno aportando un fotón con frecuencia diferente. Los estudios incluyen las transiciones interbandas e intrasubbandas, donde han reportado el valor teórico y la diferencia de magnitud entre los coeficiente α_2 para varios casos de estudio y en particular tienen resultados para luz con polarización TE y TM, como se ve en la Fig 2-9.

2.5.2. Ecuación No Lineal de Schrödinger Generalizada (GNLSE)

Un modelo adecuado para predecir la forma de propagación para dos pulsos co-propagándose en un medio no lineal se hace a través de la Ecuación No Lineal de Schrödinger Generalizada (*Generalized NonLinear Schrödinger Equation* o GNLSE), donde tomamos en cuenta algunos de los fenómenos que puedan afectar el ensanchamiento espectral [Wagner, 2006]. La visión más general del fenómeno de propagación lo podemos ver con

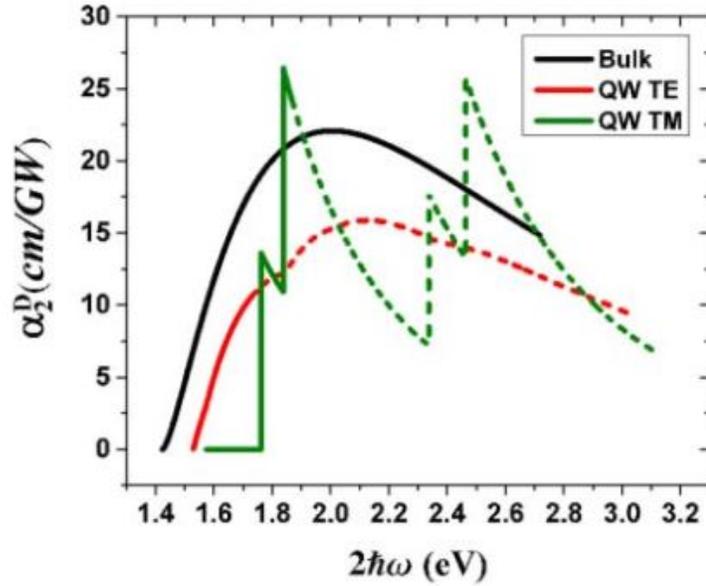


Figura 2-9.: Valor del coeficiente α_2 para un semiconductor en volumen (GaAs) y arreglos QW con luz incidente TE y TM (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} - \frac{\alpha_{0,i}}{2} A_i - \frac{\alpha_{2,i}}{2} \frac{|A_i|^2}{A_{eff,i}} A_i - j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j^n \beta_{n,i}}{n!} \frac{\partial^n A_i}{\partial T^n} = j \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n_{2,i}}{A_{eff,i}} |A_i|^2 + \frac{n_{2,3-i}}{A_{eff,3-i}} |A_{3-i}|^2 \right) A_i + \frac{j\pi}{\lambda} \frac{n_{2,3-i}}{A_{eff,i}} (A_{3-i})^2 A_i^* e^{-j(-1)^i \frac{\Delta\beta z}{2}}, \quad (2-79)$$

el subíndice i denota diferenciación entre dos campos incidentes en la guía, que pueden ser de diferente polarización o diferente frecuencia, el segundo y tercer término del primer miembro denotan la absorción de un fotón y dos fotones respectivamente, el cuanto término donde se incluye una sumatoria de los términos propios de la dispersión donde es importante aclarar que se puede truncar la sumatoria hasta cierto término dependiendo del ancho del pulso, en nuestro caso como son pulsos del orden de picosegundos solo se tomará máximo hasta el tercer término, finalmente el segundo miembro se agrupan los fenómenos no lineales debidas al efecto Kerr, donde se incluye: *self-phase modulation* (SPM), *cross-phase modulation* (XPM) y *four-wave mixing* (FWM).

GNLSE no tiene solución analítica, por lo tanto es necesario implementar el método *Split Step Fourier* que es usado para resolver ecuaciones diferenciales parciales no lineales. El método se basa en el cálculo de la solución en pequeños pasos o deltas de propagación, resolviendo la parte lineal y la no lineal por separado. Es necesario usar la transformada de Fourier directa e inversa dado que el paso lineal se resuelve en el dominio de la frecuencia, mientras que el paso no lineal se resuelve en el dominio temporal.

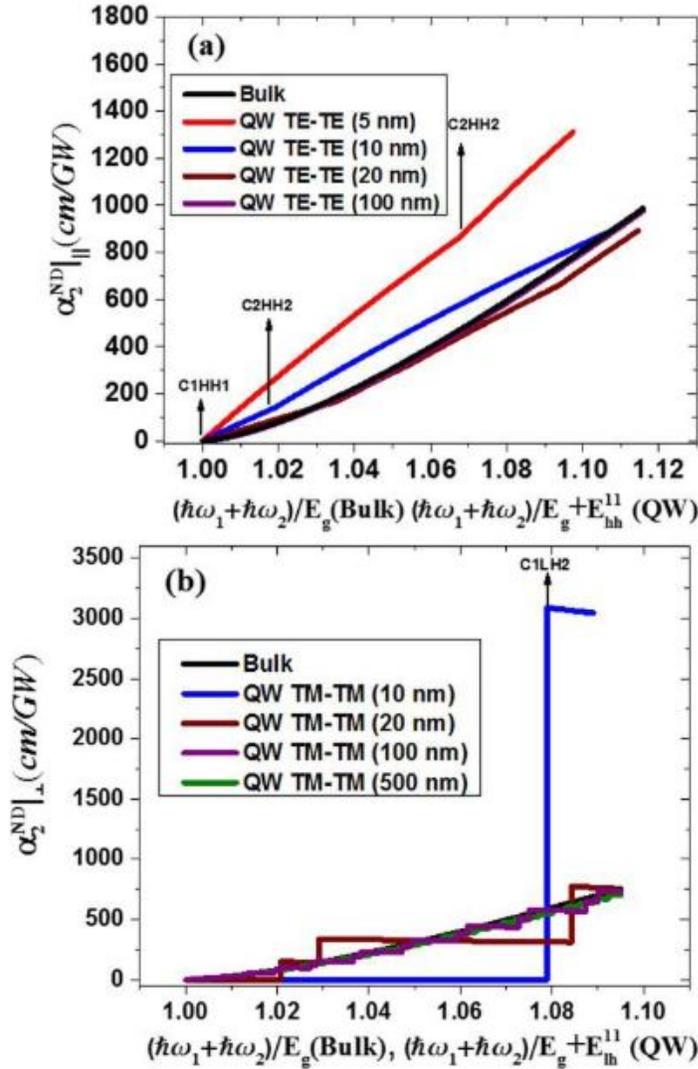


Figura 2-10.: Valor del coeficiente α_2 no degenerado para un semiconductor en volumen (*GaAs*) y arreglos QW con distintos anchos: (a) con luz incidente TE y (b) con luz incidente TM (tomado de [Pattanaik et al., 2016b]).

Para la propagación al interior del WG se implementó un código en el programa MATLAB® usando GNLSSE vectorial dada por Ec.2-79, donde $i = 1$ se toma para la señal de bombeo y $i = 2$ para la señal de prueba, A_i es la variación suave de la amplitud que envuelve el pulso de luz y $T = t - z/v_g$ es el tiempo medido en una marco de referencia que se mueve con la velocidad de grupo del pulso de luz v_g [Agrawal, 2013].

El área efectiva $A_{eff,i}$ del modo que se propaga por la WG es:

$$A_{eff,i} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |E_i(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E_i(x,y)|^4 dx dy}, \quad (2-80)$$

el área efectiva del modo nos dice que tanto espacio ocupa el campo eléctrico dentro de la sección transversal del WG, entre menor sea mayores son los efectos no lineales por el confinamiento.

El parámetro no lineal γ une los efectos de confinamiento con los efectos del material usado, donde para una sola señal en la WG es dado por:

$$\gamma_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} \frac{n_{2,i}}{A_{eff,i}}, \quad (2-81)$$

y el parámetro no lineal para las señales cruzadas (bombeo y prueba) es:

$$\gamma_{i,3-i} = \frac{\pi}{\lambda_i} \frac{n_{2,3-i}}{A_{eff,i}}, \quad (2-82)$$

donde n_2 es el índice de refracción no lineal que influye en los fenómenos no lineales de propagación para pulsos cortos y se define como:

$$n_2 = \frac{2\bar{n}_2}{nc\epsilon_0}, \quad (2-83)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, c es la velocidad de la luz en el vacío, n es el índice de refracción lineal del material y \bar{n}_2 es el coeficiente no lineal relacionado con la susceptibilidad eléctrica de tercer orden $\chi^{(3)}$ así:

$$\bar{n}_2 = \frac{3}{8n} Re(\chi_{xxxx}^{(3)}), \quad (2-84)$$

cabe mencionar que en general $\chi^{(3)}$ es un tensor de rango cuatro, con todas sus componente en la dirección x . En todos los casos donde se requiera excitar efectos no lineales, es necesario un $\chi^{(3)}$ alto y un campo eléctrico intenso, lo cual se logra con pulsos cortos del orden de picosegundos o femtosegundos y con esto se pueden tener potencias pico del orden de los kilo y mega vatios, es importante tener en cuenta la energía del láser y la tasa de repetición de los pulsos. Para el arseniuro de galio dopado con aluminio en un arreglo de MQW tiene un valor n_2 promedio de $1,1 \times 10^{-17} W^{-1}m^2$ que es 1000 veces mayor que el n_2 de la sílice fundida [Villeneuve et al., 1995a], lo que convierte a este arreglo de materiales en un buen candidato para generar fenómenos no lineales. Para el infrarrojo cercano, el índice de refracción no lineal toma valores aproximados de $n_{2,1}(\lambda_1 = 880nm) = 1 \times 10^{-11} m^2 W^{-1}$ y $n_{2,2}(\lambda_2 = 1550nm) = 3,3 \times 10^{-17} m^2 W^{-1}$ [Kam Wa et al., 1985],[Jensen, 1982].

Las pérdidas lineales $\alpha_{0,i}$ son ignoradas porque solo se quiere apreciar las contribuciones de la absorción no lineal a la *Carrier Generation Rate* (CGR). La birrefringencia $\Delta\beta = 2\pi[n_{1,1}/\lambda_1 - n_{1,2}/\lambda_2]$, es la diferencia entre los valores de β del WG para las señales de bombeo y prueba que viajan al interior del WG [Agrawal, 2013].

En Ec. 2-79, los efectos de dispersión $\beta_{n,i}$ para cada señal son calculados de acuerdo a la expansión en series de Taylor [Agrawal, 2013]

$$\begin{aligned} \beta_i(\omega) &= \beta_{0,i} + \beta_{1,i}(\omega - \omega_i) + \frac{1}{2}\beta_{2,i}(\omega - \omega_i)^2 + \dots \\ \beta_{n,i} &= \left(\frac{d^n \beta_i}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_i} ; \quad \beta_i(\omega) = n_{eff,i}(\omega_{n,i})k_i, \end{aligned} \quad (2-85)$$

donde ω_i es la frecuencia angular de la señal, y $n_{eff,i}(\omega_i)$ es la función para el índice de refracción efectivo.

El coeficiente ND2PA o ($\alpha_{2,i}^{ND}$) es calculado y tenido en cuenta dado que se cumple la condición $Eg = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$, donde la señal de bombeo aporta el 99 por ciento y la señal de prueba solo el 1 por ciento de la energía del pozo y es la señal de prueba la que hace proceder la absorción no lineal.

Para el cálculo ND2PA se uso el marco teórico descrito en [Pattanaik et al., 2016a], donde se tiene en consideración el grosor de la capa del pozo, energía de pozo, frecuencias de las señales de prueba y bombeo y el índice de refracción efectivo del sistema MQW. Este coeficiente $\alpha_{2,i}^{ND}$ se calcula de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \alpha_2^{ND}(\omega_1; \omega_2) &= \frac{\left(\frac{32\alpha}{\pi}\right)^2 2E_p(E_{lh,11})^2 \mu_{lh,\parallel} \hbar d}{3n_1 n_2 m_0 E_g^3} \times \\ &\sum [F(N_1) + F(N_2)] \times \frac{1}{2^7 \frac{\hbar\omega_1}{E_g} \left(\frac{\hbar\omega_2}{E_g}\right)^2}, \end{aligned} \quad (2-86)$$

donde $\alpha = 1/137$ es la constante de estructura fina; $E_p = 28,8eV$ is la energía de Kane; $E_{lh,11} = 0,0747eV$ es la energía de confinamiento para los huecos livianos en la subdanda 1; $\mu_{lh,\parallel} = 25,77keV/c^2$ es la masa reducida de los huecos livianos; $d = 10nm$ es el espesor de la capa pozo; $n_{1,1}$ y $n_{1,2}$ son los índices de refracción del sistema MQW para las señales de bombeo y de prueba respectivamente; m_0 es la masa del electrón libre y la función $F(N_{1,2})$ es definida como una función de peso para todas las posibles transición que involucran dos fotones desde las bandas de hueco liviano n^{th} hasta $(n+1)th$ o banda de conducción [Pattanaik et al., 2016a].

A continuación se presenta la función que define la densidad de portadores

$$N_i(z, T) = N_0 e^{-\frac{T}{\tau}} + \frac{2\alpha_2^{ND}(\omega_i, \omega_{3-i})}{\hbar\omega_{3-i}e^{\frac{T}{\tau}}} \int I_i(z, T) I_{3-i}(z, T) e^{\frac{T}{\tau}} dT, \quad (2-87)$$

esta es dependiente del ancho temporal del pulso de luz y del avance espacial para el pulso al interior del WG.

La intensidad del pulso a medida que se propaga en el interior del WG varia según:

$$\frac{dI_i(z, T)}{dz} = -\alpha I_i(z, T) - \alpha_2^{ND} I_{3-i}(z, T) I_i(z, T) - \sigma N_i(z, T) I_i(z, T), \quad (2-88)$$

donde $\sigma = 2 \times 10^{-20} m^2$ es la sección transversal para la absorción de portadores libres [Thourhout et al., 2001] y $I_i = P_{0,i}/A_{eff,i}$ donde $P_{0,i} = A_i^2$ es la potencia pico de la señal. Finalmente se plantea optimizar la CGR según:

$$\frac{dN_i(z, T)}{dT} = \frac{2\alpha_2^{ND}(\omega_i, \omega_{3-i}) I_{3-i} I_i}{\hbar\omega_i} - \frac{N_i(z, T)}{\tau} \quad (2-89)$$

el primer término del segundo miembro esta relacionada con la generación de pares mientras que el segundo término del segundo miembro está relacionado con la recombinación de los pares generados, la Ec. 2-86, Ec.2-87 y Ec. 2-88 se acoplan y resuelven numéricamente en la implementación de GNLSE en MATLAB® para determinar el comportamiento de la CGR Ec. 2-89 con la variación de la potencia para las señales ($P_{0,i}$); ancho temporal de las señales ($T_{0,i}$); la absorción no-lineal (α_2^{ND}); densidad de portadores ($N(z, t)$) y el tiempo de vida media para los portadores (τ) [Liang et al., 1985, Tsang et al., 1993, Arakawa et al., 1985, Thourhout et al., 2001].

2.5.3. Método Split Step Fourier

En análisis numérico el método *Split-Step Fourier* o SSF es un método pseudo-espectral utilizado para resolver ecuaciones diferenciales parciales no lineales como la ecuación de Schrödinger no lineal. Surge el nombre por dos razones. En primer lugar, el método se basa en el cálculo de la solución en pequeños pasos, y el tratamiento de la parte lineal y los pasos de la parte no lineales por separado. En segundo lugar, es necesario usar la transformada de Fourier directa e inversa ya que el paso lineal se realiza en el dominio de la frecuencia, mientras que el paso no lineal se realiza en el dominio temporal. Un ejemplo del uso de este método es en el campo de la propagación del pulso de luz en las fibras ópticas, donde la interacción de mecanismos lineales y no lineales hace que sea difícil encontrar soluciones analíticas generales. Sin embargo, el método SSF proporciona una solución numérica al problema.

Considere, por ejemplo la ecuación no lineal de Schrödinger [Agrawal, 2013]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + j\gamma|A|^2 A = [\hat{D} + \hat{N}] A \quad (2-90)$$

Donde $A(t, z)$ describe el pulso envolvente en el dominio temporal y en la posición espacial z . La ecuación puede ser separada en una parte lineal así:

$$\frac{\partial A_D}{\partial z} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \hat{D}A \quad (2-91)$$

y una no lineal,

$$\frac{\partial A_N}{\partial z} = j\gamma|A|^2 A = \hat{N}A \quad (2-92)$$

ambas partes tienen solución analítica por separado. Si en nuestro método conseguimos separar la longitud total z en pequeños pasos h , podríamos tomar soluciones exactas en cada paso primero para la parte lineal y luego para la no lineal, con lo que se introducirían pequeños errores, entonces tomando primero el paso no lineal,

$$A_N(t, z + h) = \exp[j\gamma|A|^2 h]A(t, z), \quad (2-93)$$

la cual tiene solución analítica. El paso dependiente de la dispersión tiene solución analítica en el dominio de las frecuencias, por lo que es necesario usar la transformada de Fourier a A_N , usando:

$$\tilde{A}_N(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A_N(t, z) \exp[j(\omega - \omega_0)t] dt \quad (2-94)$$

donde ω_0 es la frecuencia central del pulso. Esto demuestra que al usar la definición de la transformada de Fourier, la solución analítica del paso lineal conmutada con el paso no lineal en el dominio de la frecuencia, entonces

$$\tilde{A}(\omega, z + h) = \exp\left[\frac{j\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 h\right] \tilde{A}_N(\omega, z + h) \quad (2-95)$$

Al tomar la transformada inversa de Fourier sobre $\tilde{A}(\omega, z + h)$ obtenemos $A(t, z + h)$, con lo cual el pulso será propagado un pequeño paso h . Al ser repetido el método N veces, se logra propagar el pulso una longitud de Nh . Lo anteriormente descrito muestra como el método funciona para la propagación espacial, sin embargo muchas aplicaciones en física requieren un estudio de la evolución del paquete de ondas que describe a una partícula, esto requiere una descripción del cambio en la propagación con el tiempo. La ecuación no lineal de Schrödinger con dependencia temporal toma la forma:

$$j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \gamma |\psi|^2 \psi = [\hat{D} + \hat{N}] \psi \quad (2-96)$$

Donde $\psi(x, t)$ es la función de onda en la posición x en el instante t . Note que $\hat{D} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ y $\hat{N} = \gamma |\psi|^2$, m es la masa de la partícula y \hbar es la constante de Dirac. La solución formal esta expresada en forma exponencial compleja así:

$$\psi(x, t) = e^{jt(\hat{D} + \hat{N})} \psi(x, 0) \quad (2-97)$$

Donde se entiende que \hat{D} y \hat{N} son operadores que no conmutan. Sin embargo la fórmula de Baker-Hausdorff puede ser aplicada y demostrar que el error en este tratamiento podría llegar a ser del orden de dt^2 , si estamos tomando un paso de tiempo finitamente pequeño dt entonces podemos escribir

$$\psi(x, t + dt) \approx e^{jdt\hat{D}} e^{jdt\hat{N}} \psi(x, t) \quad (2-98)$$

La parte de esta ecuación que involucra \hat{N} puede ser computada directamente usando la función de onda en un tiempo t dado, pero para computar la exponencial que involucra \hat{D} debemos usar el factor que en el dominio de las frecuencias reemplaza la derivada parcial espacial por el número jk , donde k es el comúnmente llamado número de onda, así la transformada de Fourier para $e^{jdt\hat{N}} \psi(x, t)$ recupera el número de onda asociado, computando con la cantidad e^{jdtk^2} , usando esto para encontrar el producto de exponenciales complejas que involucran a \hat{N} y \hat{D} en el dominio de las frecuencias, tenemos:

$$e^{-jdtk^2} F \left[e^{jdt\hat{N}} \psi(x, t) \right], \quad (2-99)$$

donde F denota la transformada de Fourier. Luego aplicamos la transformada inversa a esta expresión para encontrar el resultado final en el dominio temporal, obteniendo:

$$\psi(x, t + dt) = F^{-1} \left[e^{-jdtk^2} F \left[e^{jdt\hat{N}} \psi(x, t) \right] \right] \quad (2-100)$$

Una variación de este método SSF es el *symmetrized split-step Fourier method*, que toma un semi-paso temporal usando un operador adicional. Este método es una mejora al método general, porque el error es del orden de dt . El algoritmo para la transformada de Fourier puede ser computado relativamente rápido usando *Fast Fourier Transform* (FFT) y puede llegar a ser mucho más rápido que el típico método de diferencias finitas [Taha and Ablowitz, 1984].

3. Objetivos

3.1. General

Obtener teóricamente y a través de simulaciones las características que debe cumplir un fotodetector guía de onda no lineal ultra rápido hecho a partir de múltiples pozos cuánticos basados en GaAs para mejorar su respuesta a pulsos de luz en un enlace de fibra óptica.

3.1.1. Específicos

- Modelar a partir de simulaciones la mejor geometría y composición para una guía de onda rectangular hecha a partir de arreglos $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ cuya operación se restringe a la banda C de telecomunicaciones ópticas.
- Simular la propagación de un pulso de luz con características típicas por un enlace de fibra óptica usada normalmente en telecomunicaciones para obtener las características del pulso que entrara a la guía fotodetector.
- Usar el pulso obtenido al final del enlace de fibra para simular su propagación en el medio no lineal de la guía fotodetector para varias configuraciones de diseño.
- Evidenciar que un dispositivo basado en una guía de onda hecho a partir de múltiples pozos cuánticos basados en GaAs funciona como mejor alternativa para generar fotocorriente empleando 2PA no degenerada en los sistemas de comunicaciones ópticas restringidos a la banda C.

4. Metodología

Por medio de software de simulación basado en elementos finitos se determina la interacción del campo de luz con las estructuras semiconductoras que componen la WG en una geometría 2D, luego de determinar la generación de foto corriente que ocurra sola bajo el caso ND2PA dada por la propagación al interior del WG usando los desarrollos vistos en el capítulo 2.

Para obtener los resultados es conveniente dividir el estudio, primero buscando las características lineales y no lineales de los materiales que componen la WG, luego acoplar los resultados para la propagación de un pulso luminoso ultra-rápido con parámetros variados.

4.1. Etapa de simulación del WG

Se elaborara una simulación del sistema WG formado por MQW con el programa COMSOL MULTIPHYSICS® (software especializado basado en el método de elementos finitos) se implementa esta simulación en un espacio 2D para determinar características del WG y estudiar el perfil transversal del modo fundamental de luz que se propagaría en el WG, dicho programa funciona usando los principios físicos que gobiernan la propagación de ondas electromagnéticas en un WG, el uso de este software es importante porque permite encontrar la variación del índice efectivo del WG para cada longitud de onda según lo visto en la sección 2.3. El objetivo es poder encontrar la distribución de campo eléctrico en el área del WG para las condiciones dimensionales y de composición para los pozos, dichas condiciones deben demostrar un buen confinamiento del campo eléctrico, esto es importante por lo visto en la sección 2.5.

Los parámetros para proceder con la simulación son:

1– Geometría: En un espacio 2D se dibujan capas de material con largo de $1,2\mu m$ y espesor definido como $d_{barrier} = 10nm + \Delta$ y $d_{well} = 20nm - \Delta$, de tal forma que la suma de las dos capas sumen $30nm$ luego se forma un arreglo de 40 periodos donde se logra un área del WG de $1,44\mu m^2$, dicho arreglo de MQW es rodeado por dióxido de silicio y soportado por una oblea de *GaAs* que funciona como sustrato de deposición (ver Fig 2-1a. b y Fig 4-1).

2– Materiales: La característica que relaciona al material con la luz es el índice de refracción cuya dependencia con la longitud de onda es dada por Ec. 2-21 para cada capa en el arreglo MQW. El contraste entre los índices de refracción de la capa pozo y la capa barrera crean un efecto de confinamiento para la luz por lo que en conjunto se tiene un arreglo de 40 WG rodeadas por dióxido de silicio, esto mejora el confinamiento al interior de los pozos.

3– Discretizado: Dado que el método de elementos finitos necesita un enmallado para la geometría se considera que el área donde incide la luz y donde está dispuesto el arreglo de MQW, debe tener un enmallado fino mientras que sus alrededores uno grueso, de esa manera optimizamos el proceso de cálculo sin perder exactitud en el resultado (ver Fig. 2-1c).

El ambiente de simulación en COMSOL MULTIPHYSICS® permite seleccionar el número de soluciones a visualizar y requiere de un valor promedio o semilla para el índice de refracción del sistema para iniciar el computo (este valor semilla se obtiene al calcular un promedio ponderado de los índices de refracción del pozo y barrera). La longitud de onda incidente en la WG se programa en un rango de $400nm$ a $2000nm$, con paso de $10nm$ para cada solución y a partir de la iteración el programa encuentra los valores de índice de refracción efectivo del WG, luego usando Ec. 2-85 se encuentran los términos de expansión para β hasta el grado 10. Además en el ambiente de simulación se calculan los valores de la integral de superficie del campo eléctrico y así calcular el área efectiva según Ec. 2-80.

4.2. Condiciones de funcionamiento para el PD WG

El dispositivo bajo estudio está restringido a algunas características para el pulso de luz que se fijan en cierto rango para evaluar su funcionamiento, estas características son: longitud de onda (λ_i), potencia pico del pulso ($P_{0,i}$), ancho temporal del pulso (*full width at half maximum* $T_{0,i}$) y la longitud de propagación al interior del WG (z). Estas características deben maximizar la CGR y los valores deben ser ajustados de acuerdo al análisis en conjunto de las características lineales y no lineales del WG basado en MQW. La longitud de onda para la señal de prueba esta fija dado que es a $1550nm$ donde se centra la transmisión de datos por los canales de fibra óptica, con respecto a la señal de bombeo λ_2 esta debe ser evaluada para que cumpla con la energía suficiente para que se de la excitación de los portadores. Se selecciona potencias para la señal de bombeo ($P_{0,1}$) y señal de prueba ($P_{0,2}$) que van desde $10mW$ hasta $100mW$, se selecciona este rango por ser comúnmente usado en los canales de las telecomunicaciones ópticas. Con respecto al ancho temporal del pulso se propone un barrido desde anchos típicos usados para telecomunicaciones ($10ps$) hasta $1fs$ que es un ancho típico de láseres ultra-rápidos.

4.3. Etapa de simulación para propagación y detección de luz bajo el fenómeno de ND2PA en el WG

Para esta etapa usamos los resultados obtenidos de la caracterización lineal y no lineal del WG para simular la propagación de pulsos ultra-rápidos al interior del WG usando la Ec. 2-79 mediante un código implementado en MATLAB®, donde la longitud de onda para la señal de bombeo (señal local en el dispositivo) es de $\lambda_1 = 880nm$ y la longitud de onda para la señal de prueba es $\lambda_2 = 1550nm$ o también llamada banda C en telecomunicaciones

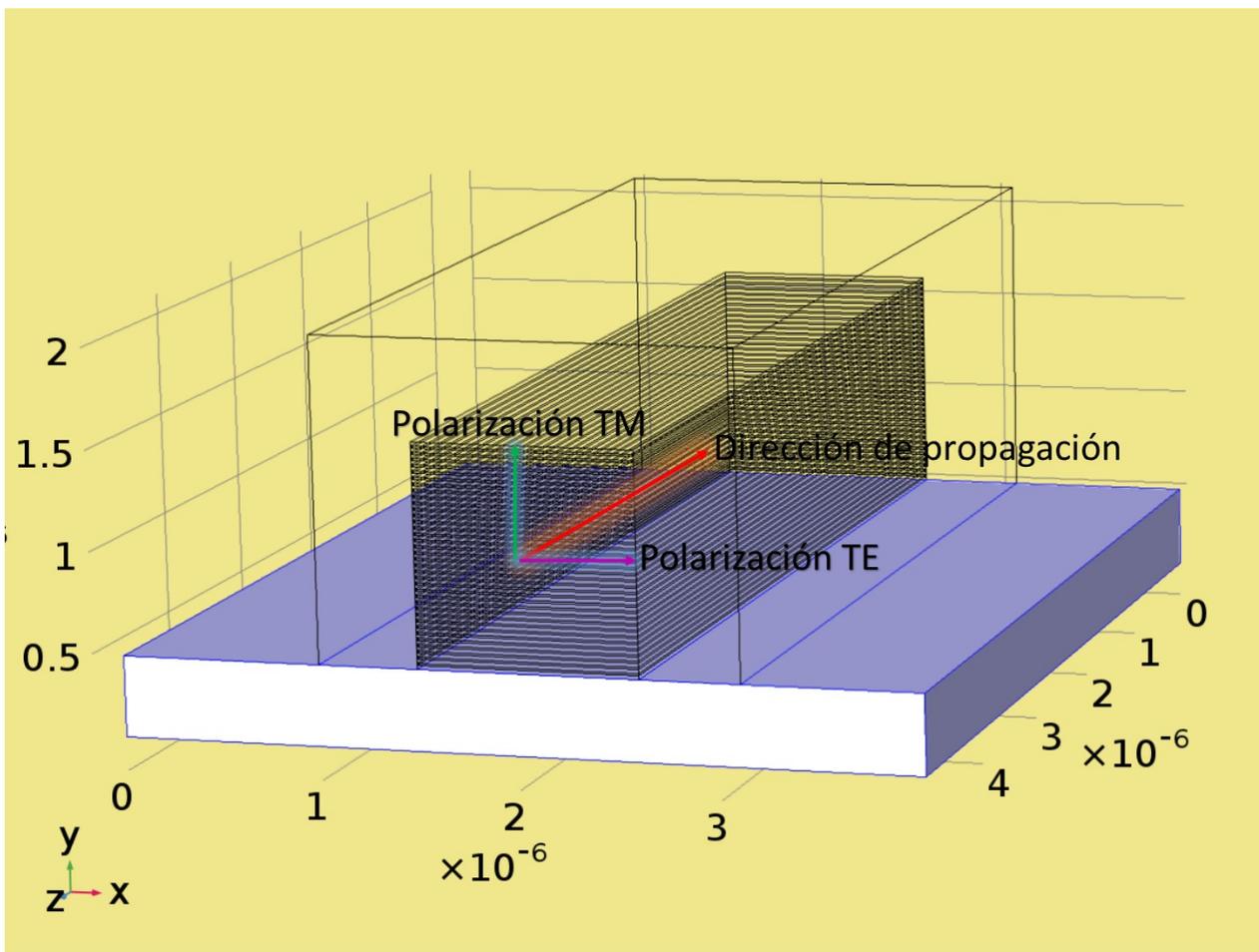


Figura 4-1.: Ilustración para la disposición de los pozos como GW en perspectiva 3D, las unidades de los ejes esta dada en metros, la flecha roja indica la dirección de propagación de los pulsos de luz (bombeo y prueba), la flecha purpura indica la polarización TE del campo eléctrico y la flecha verde la polarización TM, en color solido esta la base u oblea de GaAs que soporta los MQW y la transparencia es la cobertura de sílice.

ópticas, esta selección se determinó como la mejor opción para generación de portadores vía ND2PA, ambas señales con polarización TE (el campo \vec{E} paralelo a las capas de material) Ec. 2-86, la longitud de propagación z de ambas señales dentro del WG esta en el rango de $1\mu\text{m}$ hasta $3,5\text{cm}$ ver Fig. 4-1, esto para dar libertad de fabricar y regular la generación de portadores hasta un máximo conveniente según Ec. 2-89.

Para la densidad inicial de portadores en nuestro dispositivo seleccionamos un valor típico de $N_0 = 2 * 10^{22}\text{m}^{-3}$ [Arakawa et al., 1985] valor que permite la conducción de los portadores en el WG y que se puede modificar al momento de la fabricación después de hace un estudio más profundo de las propiedades eléctricas.

Fijamos la temperatura de operación a $300K$ (temperatura ambiente) cuyo valor está incluido en el cálculo del tiempo de vida medio para los portadores y que tiene un valor de $\tau = 242ns$ para una fracción molar de Al fija $x = 0,1$ en la barrera [Arakawa et al., 1985].

Usamos cuatro tipos de parámetros no lineales gamma, $\gamma_1 = 326,7W^{-1}m^{-1}$ solo para la señal de bombeo; $\gamma_2 = 164,5W^{-1}m^{-1}$ solo para la señal de prueba; $\gamma_{1,2} = 165; W^{-1}m^{-1}$ y $\gamma_{2,1} = 83,15W^{-1}m^{-1}$ para la interacción cruzada de ambas señales.

La birrefringencia del WG da un valor $B = 0,2522$, que es la diferencia entre los índices de refracción efectivos del WG para las señales.

Los valores para el área efectiva del modo fundamental en la WG $A_{eff,1} = 8,85 \times 10^{-13}m^2$ para la señal de bombeo y $A_{eff,2} = 6,59 \times 10^{-13}m^2$ para la señal de prueba ambos calculados a partir del confinamiento del campo eléctrico óptico dentro del WG calculados a partir de la Ec. 2-80 y mostrado en la Fig. 2-1d.

El coeficiente ND2PA $\alpha_2^{ND} = 28cm/GW$, donde ambas señales tienen polarización TE.

En las Tablas 4-1 y 4-2 se presentan los coeficientes de expansión del parámetro β tenidos en cuenta para la simulación del WG de MQW funcionando como PD.

Tabla 4-1.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal de bombeo para el PD fabricado con MQW

Para la señal de bombeo (880nm)	Valor
β_2	$10,697785027692589 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$-0,073928188567990 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$-0,001082165827132 \frac{ps^4}{m}$
β_5	$-2,629506139089277 \times 10^{-6} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$5,067439314426953 \times 10^{-8} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$5,257413333332006 \times 10^{-10} \frac{ps^7}{m}$
β_8	$1,930172206270447 \times 10^{-12} \frac{ps^8}{m}$
β_9	$1,923877111996521 \times 10^{-15} \frac{ps^9}{m}$
β_{10}	$1,509100268754153 \times 10^{-26} \frac{ps^{10}}{m}$

Tabla 4-2.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal de prueba para el PD fabricado con MQW

Para la señal de prueba (1550nm)	Valor
β_2	$-0,010984575070324 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$-0,065247400485362 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$0,001718679176650 \frac{ps^4}{m}$
β_5	$-2,062775631727173 \times 10^{-5} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$1,367296867636324 \times 10^{-7} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$-4,367432295745937 \times 10^{-10} \frac{ps^7}{m}$
β_8	$1,488647732041858 \times 10^{-13} \frac{ps^8}{m}$
β_9	$1,923877072055418 \times 10^{-15} \frac{ps^9}{m}$
β_{10}	$8,701890857609683 \times 10^{-26} \frac{ps^{10}}{m}$

5. Resultados

A continuación se exponen los resultados para el dispositivo propuesto según los parámetros tomados en cuenta para evaluar su comportamiento como PD no lineal, además de su posible implementación como medio para obtener luz coherente con gran ancho espectral o generación de super-continuo (*Supercontinuum Generation* o GSC).

5.1. Foto-Detector No Lineal

Las características importantes para considerar el WG como PD no lineal involucran la dispersión, área efectiva, absorción de dos fotones, potencia y longitud de onda para las señales ópticas. Además se muestra como es la dependencia del tiempo de vida media para los portadores cuando cambia la temperatura, el ancho de los pozos y la fracción de aluminio en las barreras.

La curva de dispersión del WG con dependencia de la longitud de onda se encuentra con el desarrollado teórico en la sección 2.3.3 y con el método descrito en la sección 4.1, se muestra la curva de dispersión obtenida en la Fig. 5-1, dada la alta dispersión del WG debido a los materiales y la geometría, las unidades en la Fig. 5-1 son tomadas en $ps/m \cdot nm$ y no es las típicas $ps/km \cdot nm$ usadas en telecomunicaciones ópticas, para cada señal se muestre el valor exacto de dispersión, es importante tener en cuenta la dispersión para un análisis completo de los fenómenos al interior de la WG según la Ec. 2-79.

La Fig. 5-2 muestra la dependencia del tiempo de vida media para los portadores con el aumento de la temperatura cuando se mantiene *GaAs* en el pozo y se varía la fracción molar de aluminio en la barrera, existe una fuerte dependencia con la fracción molar de aluminio en la barrera, para valores de x bajos el tiempo de vida media es mayor, debido a que el tiempo de vida media es inversamente proporcional a la E_g de las barreras que a su vez es proporcional a x , este resultado se toma de acuerdo a lo desarrollado por [Arakawa et al., 1985] y se programaron sus resultados en MATLAB® para obtener un panorama que ayudara a elegir la mejor configuración del WG, claramente a temperaturas por encima de la temperatura ambiente y cuando la fracción molar de la barrera sea de $x = 0,1$ obtenemos grandes valores para el tiempo de vida media.

La Fig. 5-3 muestra como decrece el tiempo de vida media de los portadores de carga con el ancho del pozo formado por *GaAs* y como decrece con fracciones molares de aluminio crecientes en las barreras. El aporte que da la fracción molar de aluminio en los pozos al tiempo de vida media es despreciable, ya que solo depende con la variación del índice de

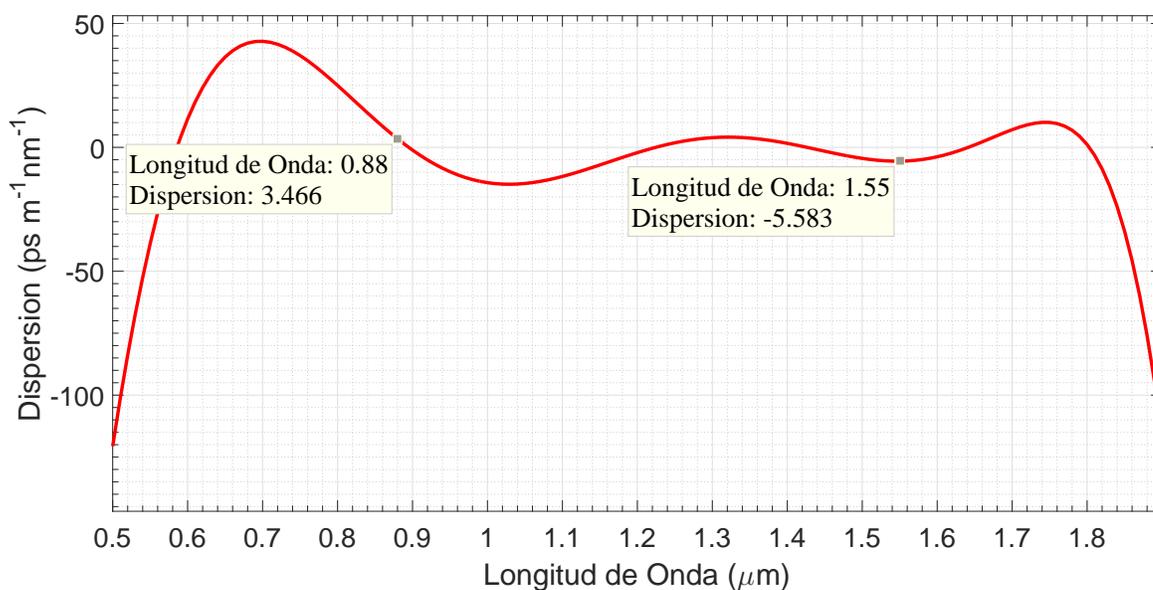


Figura 5-1.: Gráfica del parámetro de dispersión del WG para su función como PD, los pozos son conformados por $GaAs$ y las barreras por $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ los pozos tienen espesor de 10nm y las barreras 20nm .

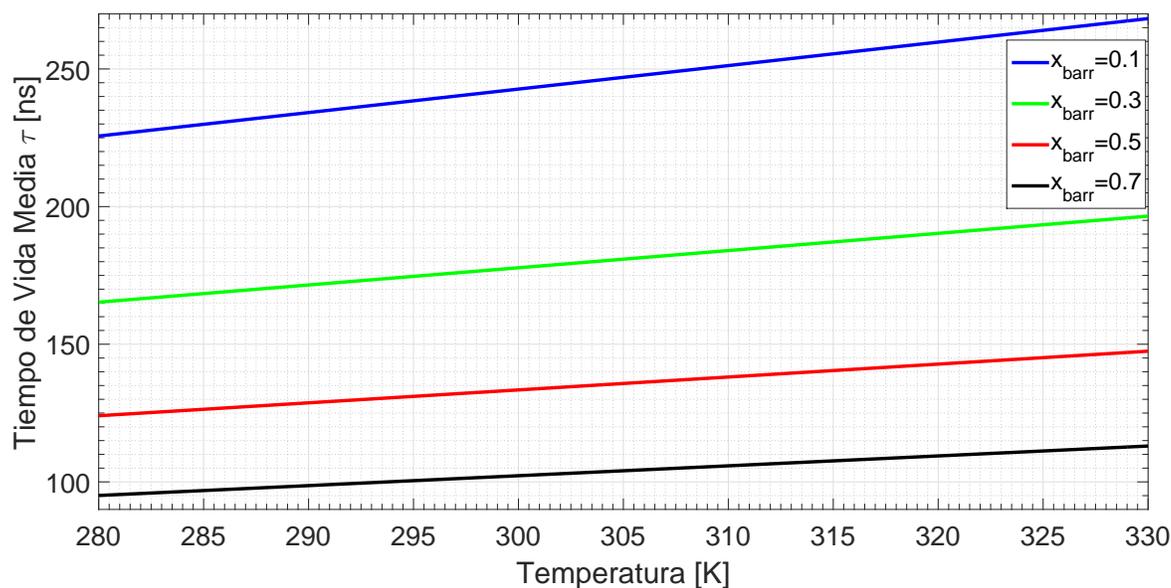


Figura 5-2.: Tiempo de vida media del portador en la banda de conducción, con dependencia de la temperatura y fracción molar de aluminio en la barrera.

refracción para el pozo y este varía levemente debido a que la diferencia entre las fracciones molares entre pozo y barrera es solo de $0,1$ [Arakawa et al., 1985].

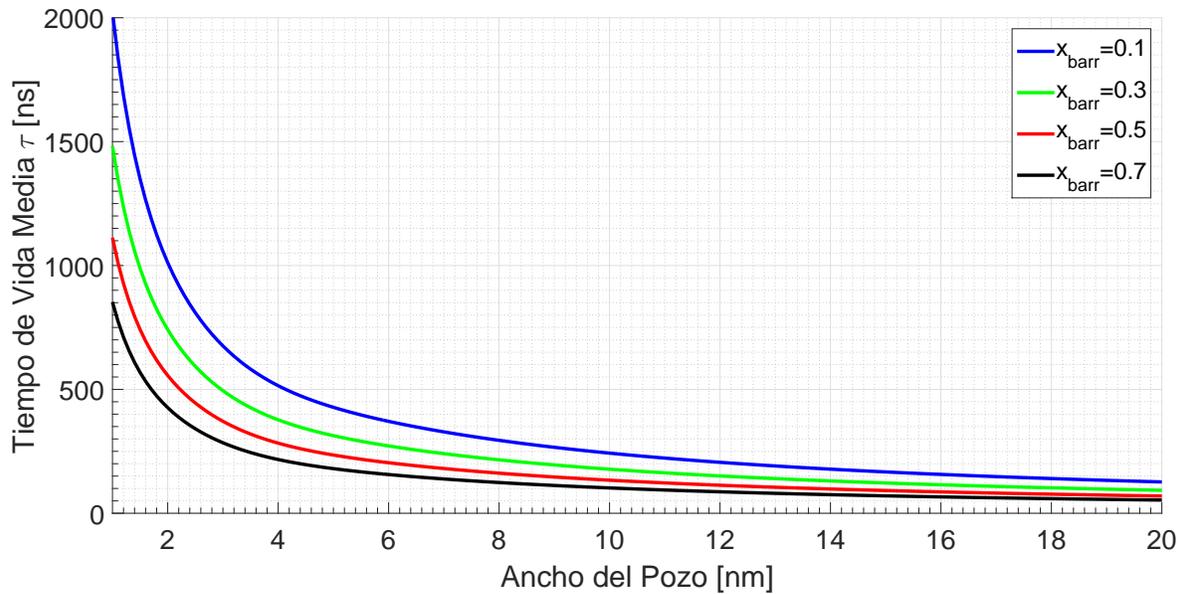


Figura 5-3.: Tiempo de vida media del portador en la banda de conducción, con dependencia del ancho para el pozo y fracción molar de aluminio en la barrera.

Para el análisis del coeficiente de absorción no lineal α_2 se usa el desarrollo teórico de [Pattanaik et al., 2016a] implementado en un código para MATLAB®, se presenta primero el comportamiento de un bloque sólido de $Al_xGa_{1-x}As$, se fija la señal de prueba a $1550nm$, se evalúa los valores que toma el coeficiente α_2 para las longitudes de onda estimadas para la señal de bombeo en los casos con fracción molar de aluminio variada y se presentan las curvas en la Fig. 5-4, donde claramente la concentración de $x = 0,1$ es la mejor opción.

Para el primer caso de evaluación del coeficiente α_2 en un arreglo de MQW, la incidencia de las señales de bombeo y prueba se toman con polarización TE, se mantiene la longitud de onda prueba en $1550nm$ y la fracción molar de aluminio en $x = 0,1$ para las barreras y $GaAs$ puro en los pozos, solo se varía la longitud de bombeo y el ancho del pozo, la Fig. 5-5 muestra que el mejor resultado está para anchos de pozo entre $15nm$ y $20nm$ donde se aprecia que tenemos resultados muy similares.

La Fig 5-6 muestra dependencia del coeficiente α_2 con la fracción molar de aluminio en el pozo con ancho de $10nm$ y para longitud de onda de bombeo variadas, claramente una fracción molar de aluminio pequeña en el pozo hace que el coeficiente α_2 aumente para longitudes de onda menos energéticas, esto debido a que la E_g del pozo depende proporcionalmente a la fracción molar de aluminio, por esta razón se decide tomar como mejor opción el caso de pozos formados con $GaAs$.

Las Fig. 5-7 y 5-8 muestran comportamientos con condiciones de ancho para pozo y fracción molar igual a las presentadas en las Fig. 5-5 y Fig. 5-6 solo que se cambia la polarización de la luz para ambas señales, de TE a TM.

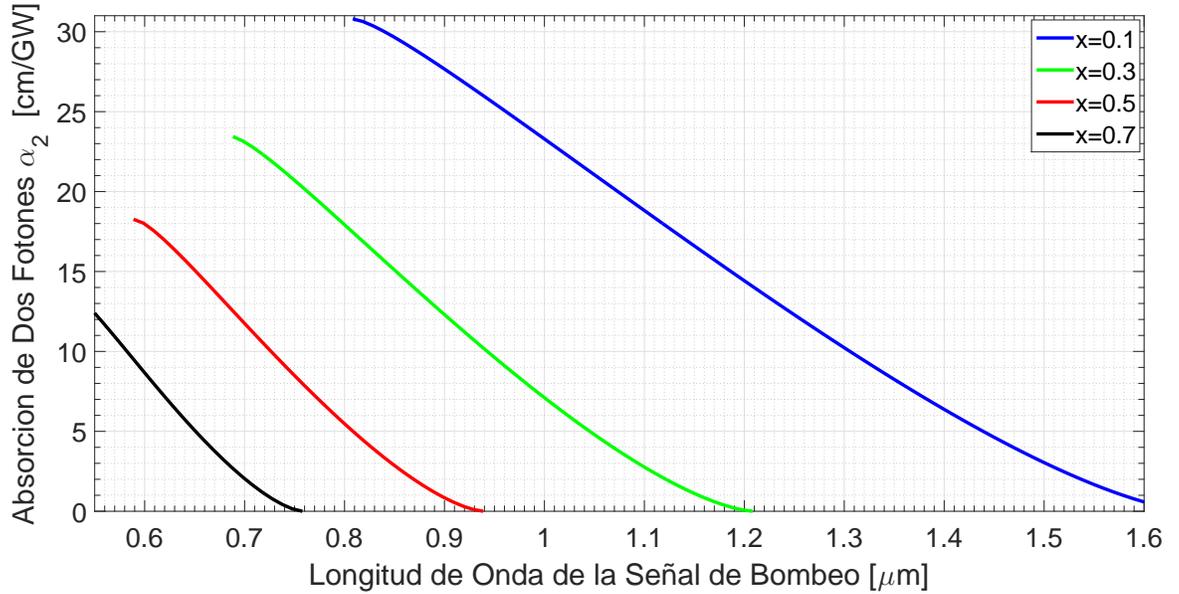


Figura 5-4.: Absorción de dos fotones para un bloque de $Al_xGa_{1-x}As$ en volumen con dependencia de la longitud de onda para la señal de bombeo teniendo fija la señal de prueba a 1550nm.

La Fig. 5-9 muestra como la CGR es significativa según crece el ancho temporal del pulso desde $10fs$ en adelante, teniendo además la posibilidad de aumentar si modificamos las características de funcionamiento principales, tales como: longitud de propagación y potencias pico de ambas señales. El aporte significativo al CGR lo da la señal de prueba. La gráfica es lograda gracias a la implementación de los resultados obtenidos para el coeficiente α_2 en el caso TM junto con los resultados de dispersión según la Ec. 2-85 en una implementación de código en MATLAB® basado en el método *Split Step Fourier* para propagar los pulso de prueba y bombeo al interior del WG.

Las Fig. 5-10, Fig. 5-11 y Fig. 5-12 muestra las máxima CGR para las características de funcionamiento principales donde se fija:

- Distancia de propagación z
- Potencia para la señal de bombeo $P_{0,1}$,
- Potencia para la señal de prueba $P_{0,2}$ y
- Ancho temporal de la señal de bombeo $T_{0,1}$.

Para obtener la curva de la Fig. 5-10 se fijaron la distancia de propagación $z = 100\mu m$, potencia para la señal de bombeo $P_{0,1} = 100mW$, potencia para la señal de prueba $P_{0,2} =$

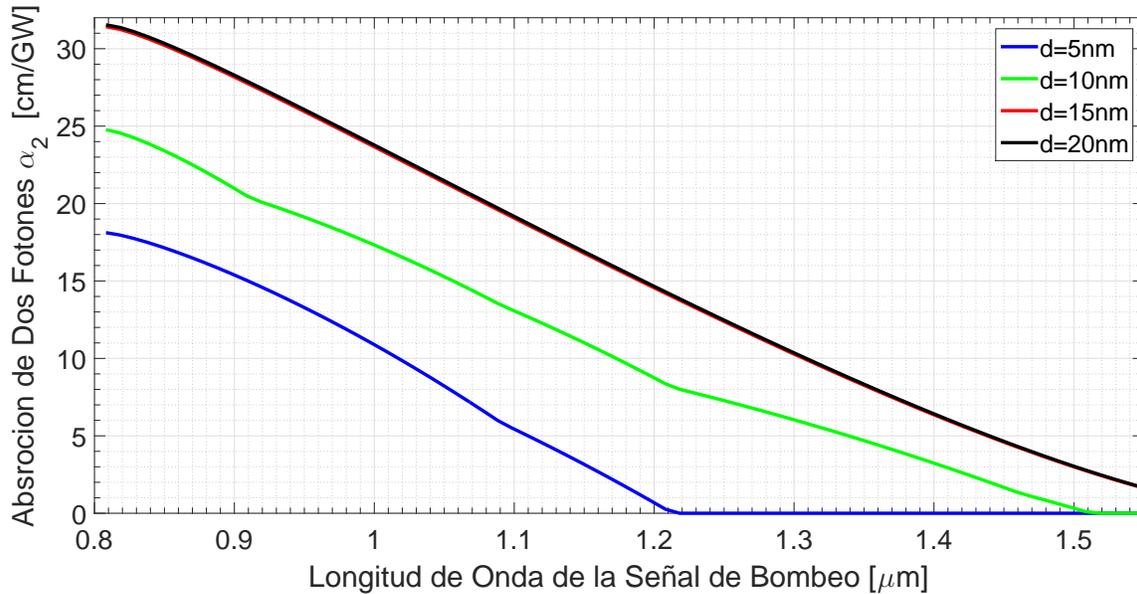


Figura 5-5.: Absorción de dos fotones para la estructura de MQW la barrera es de $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$, donde existe dependencia con el ancho del pozo (d) y con la variación de longitud de onda para la señal de bombeo, se fija la señal de prueba a 1550nm , tanto la señal de bombeo como la de prueba tienen polarización TE.

10mW y ancho temporal de la señal de bombeo $T_{0,1} = 10\text{ps}$. El ancho temporal óptimo para la señal de prueba es de $T_{0,2} = 50\text{fs}$ según se ve y para detectar pulsos con $T_{0,2} = 10\text{fs}$ podemos aumentar la potencia para la señal de prueba $P_{0,2}$ o disminuir la distancia de propagación hasta $z = 50\mu\text{m}$.

El ancho temporal óptimo para la señal de prueba es de $T_{0,2} = 50\text{fs}$ según se ve y para detectar pulsos con $T_{0,2} = 10\text{fs}$ podemos aumentar la potencia para la señal de prueba $P_{0,2}$ o disminuir la distancia de propagación hasta $z = 50\mu\text{m}$.

La Fig. 5-11 muestra la máxima CGR cuando: potencia para la señal de bombeo $P_{0,1} = 100\text{mW}$, potencia para la señal de prueba $P_{0,2} = 10\text{mW}$, ancho temporal para la señal de bombeo $T_{0,1} = 10\text{ps}$ y ancho temporal para la señal de prueba $T_{0,2} = 10\text{fs}$. La CGR es inversamente proporcional a la distancia de propagación en el WG ya que la intensidad del pulso cae fuertemente debido a las absorciones y a una propagación de $z = 3,2\text{cm}$ la máxima CGR se extingue completamente, ya que los pulsos de luz se ensanchan por causa de la alta dispersión del WG y pierden su potencia pico.

Para la Fig. 5-12 se fija la distancia de propagación $z = 100\mu\text{m}$, potencia para la señal de bombeo $P_{0,1} = 100\text{mW}$, ancho temporal para la señal de bombeo $T_{0,1} = 10\text{ps}$ y ancho temporal para la señal de prueba $T_{0,2} = 10\text{fs}$. Para potencias de 1mW no se presentó CGR significativa y a partir de 10mW se aprecia un crecimiento importante en la CGR.

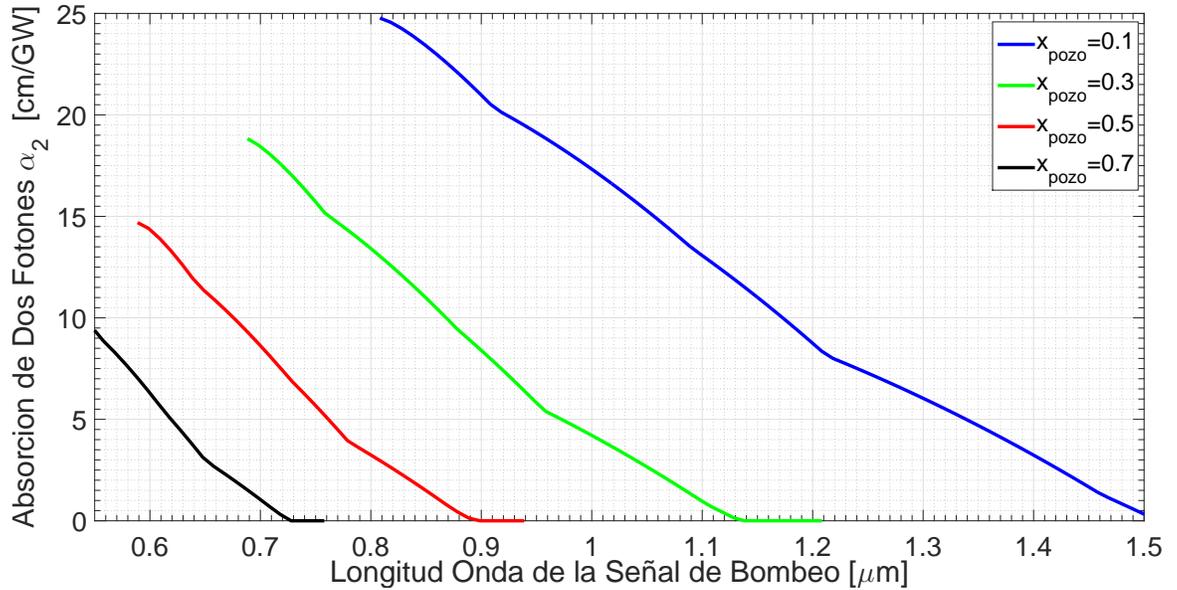


Figura 5-6.: Absorción de dos fotones para la estructura de MQW la barrera es de $Al_{x+0,1}Ga_{0,9-x}As$ y pozos de $Al_xGa_{1-x}As$, con dependencia de la longitud de onda para la señal de bombeo teniendo fija la señal de prueba a 1550nm, tanto la señal de bombeo con la de prueba tienen polarización TE.

5.2. Uso del WG como medio para obtener Super-Continuo

La WG formada con MQW se puede usar como medio no lineal para generar luz con gran ancho espectral coherente comúnmente llamado *supercontinuum generation (SCG)* o generación de super-continuo (GSC ver anexo B). Se evaluó la posibilidad de controlar la dispersión del WG por medio del ancho de las capas semiconductoras y la fracción de aluminio con lo que se obtienen resultados variados.

Inicialmente se presenta la variación del parámetro de dispersión y área efectiva del modo fundamental de propagación del WG para una selección de anchos de las capas y las barreras, en la Fig. 5-13 se aprecia la variación del parámetro de dispersión con la longitud de onda para un ancho de 14nm en el pozo y 16nm en la barrera, además se presenta como cambia el área efectiva, la gráfica muestra también la dependencia con la fracción molar de aluminio presente en las capas semiconductoras que conforman el pozo. Los resultados se obtienen gracias a la implementación de la geometría y las características de los materiales en el software COMSOL MULTIPHYSICS®, el cual permite salvar los valores de índice de refracción efectivo para el WG cuando existe el mayor confinamiento del pulso de luz, también se puede salvar los valores de la integral de área del campo eléctrico indispensable para encontrar el área modal efectiva.

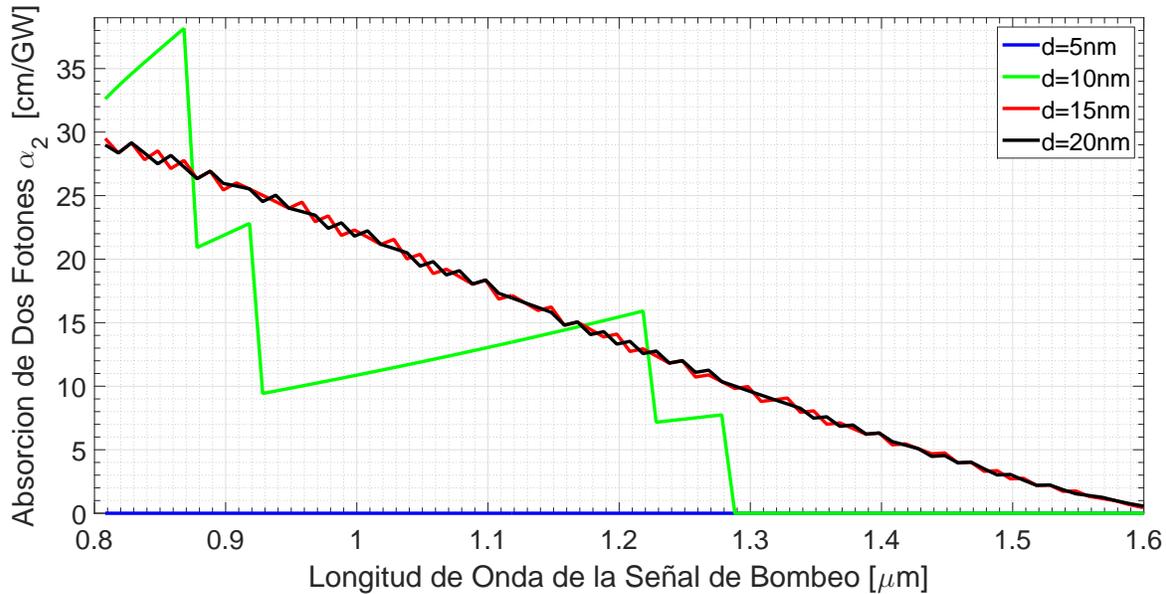


Figura 5-7.: Absorción de dos fotones para MQW, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$, existe dependencia del ancho para el pozo (d) teniendo fija la señal de prueba a $1550nm$, la señal de bombeo y la de prueba tienen polarización TM.

En la Fig. 5-13 se muestra que el valor para las fracciones molares de aluminio en las barreras de 0,8 y de 0,5 en los pozos hace que la curva de dispersión sea monótona, pero a la vez desmejora el confinamiento ya que el área efectiva es un poco mayor aunque no significativamente.

La Fig. 5-14 y la Fig. 5-15 muestran también la variación del parámetro de dispersión del WG y el área efectiva para varias longitudes de onda y niveles de fracción molar de aluminio en las capas de pozo y barrera, el parámetro de dispersión ahora es monótono para el caso de fracción molar de 0,6 en las barreras y 0,5 en los pozos y el área sigue siendo significativamente pequeña.

Se selecciona un longitud de onda de bombeo de $1930nm$ ya que a esta longitud de onda se tiene en la mayoría de los casos un valor para β_2 negativa y cercano a cero, lo que favorece la GSC, el pulso de entrada se programa con una potencia pico de $100W$, un ancho temporal de $100fs$, una longitud para la propagación de $1cm$ y el parámetro no lineal se calculo con la Ec. 2-81 $\gamma = 39,8142W^{-1}m^{-1}$. Estos parámetros junto con los resultados para la expansión de β son implementados en el código de MATLAB [®] usando el método *Split Step Fourier*. En las Figs. 5-16, 5-17 y 5-18 se presentan los espectros de salida y la forma del pulso en el dominio temporal para un WG con fracción molar de 0,8 en las barreras y 0,5 en los pozos, el ancho del pulso entrante es de $1ps$. Claramente se presenta GSC (con un ancho promedio de $1000nm$) para los casos de estudio.

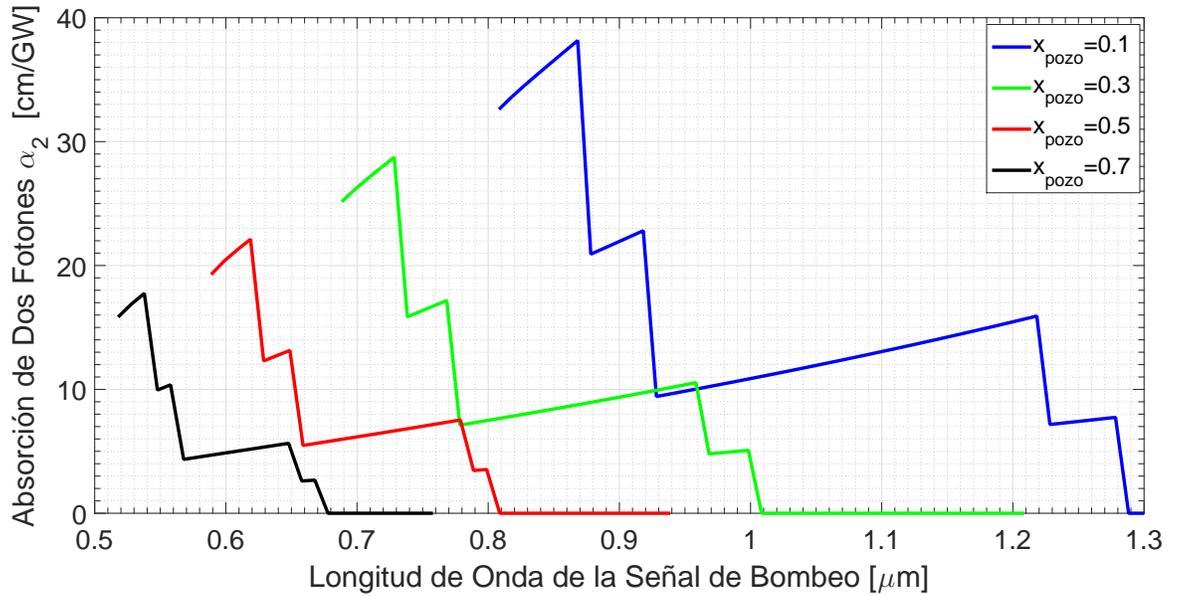


Figura 5-8.: Absorción de dos fotones para MQW la barrera es de $Al_{x+0,1}Ga_{0,9-x}As$ y pozos de $Al_xGa_{1-x}As$, con dependencia de la longitud de onda para la señal de bombeo teniendo fija la señal de prueba a $1550nm$, tanto la señal de bombeo con la de prueba tienen polarización TM.

En las Tablas 5-1 y 5-2 se presentan los coeficientes de expansión del parámetro β tenidos en cuenta para la simulación de GSC del WG de MQW, ancho del pozo de $14nm$ con fracción molar de 0,5 y $16nm$ de ancho en la barrera con fracción molar de aluminio de 0,8. La birrefringencia en este caso tiene un valor de $B = 3,657 * 10^{-3}$ que no es tan grande como en el caso del PD, pero que nuevamente se pueden tomar las señales TE y TM como independientes entre sí.

Tabla 5-1.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TE

Para la señal TE a $1930nm$	Valor
β_2	$-0,015485831 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$0,00443609 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$-7,96355 \times 10^{-6} \frac{ps^4}{m}$
β_5	$6,0261281335 \times 10^{-8} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$-2,86 \times 10^{-10} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$1,98 \times 10^{-12} \frac{ps^7}{m}$

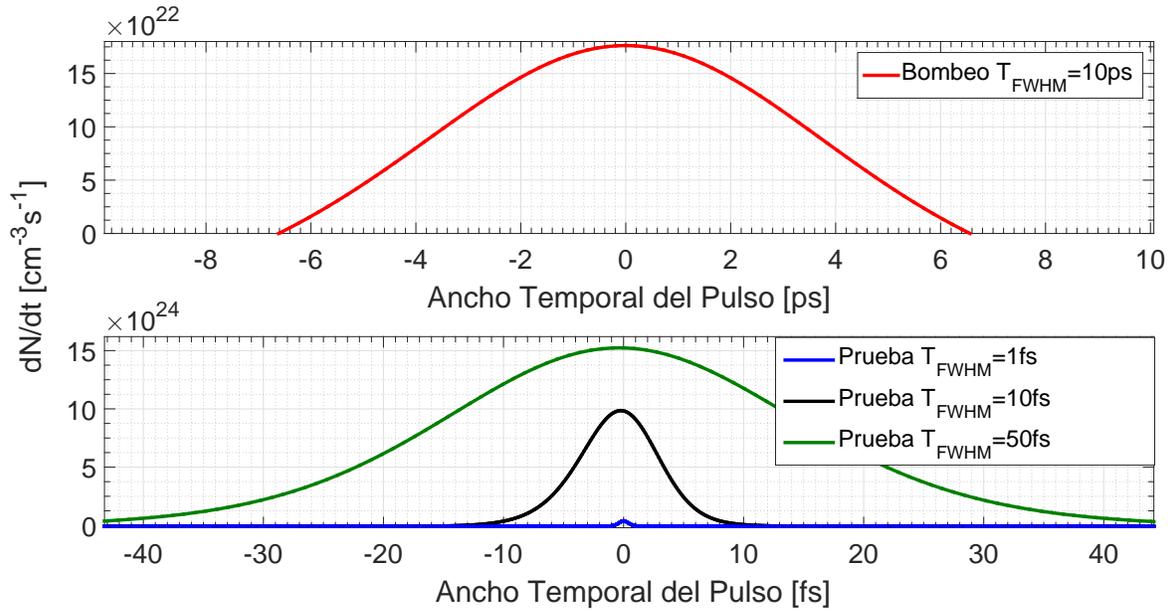


Figura 5-9.: CGR debida a la señal de prueba ($1550nm$) con diferentes anchos temporales, la propagación en la WG fue programada con $10\mu m$ de longitud, la potencia para la señal de prueba fija a $80mW$, la potencia de bombeo fija a $100mW$ y con ancho temporal fijo a $10ps$, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$.

Tabla 5-2.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TM

Para la señal TM a $1930nm$	Valor
β_2	$-0,008183204 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$0,00442965 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$-8,21672 \times 10^{-6} \frac{ps^4}{m}$
β_5	$6,4787780076 \times 10^{-08} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$-3,56 \times 10^{-10} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$2,99 \times 10^{-12} \frac{ps^7}{m}$

En las Tablas 5-3 y 5-4 se presentan los coeficientes de expansión del parámetro β tenidos en cuenta para la simulación de GSC del WG de MQW, ancho del pozo de $10nm$ con fracción molar de 0,5 y $20nm$ de ancho en la barrera con fracción molar de aluminio de 0,8. La birrefringencia en este caso tiene un valor de $B = 0,0923$.

En las Tablas 5-5 y 5-6 se presentan los coeficientes de expansión del parámetro β tenidos

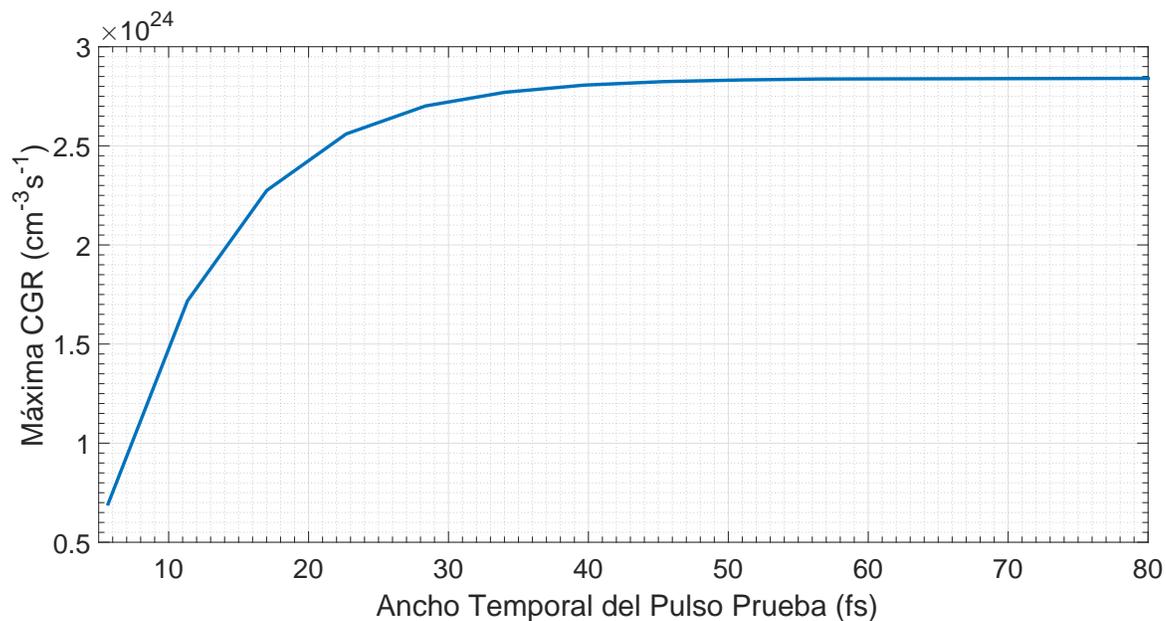


Figura 5-10.: Para características de operación fijas, mostramos la dependencia de la CGR pico dependiendo del ancho temporal del pulso de prueba, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$.

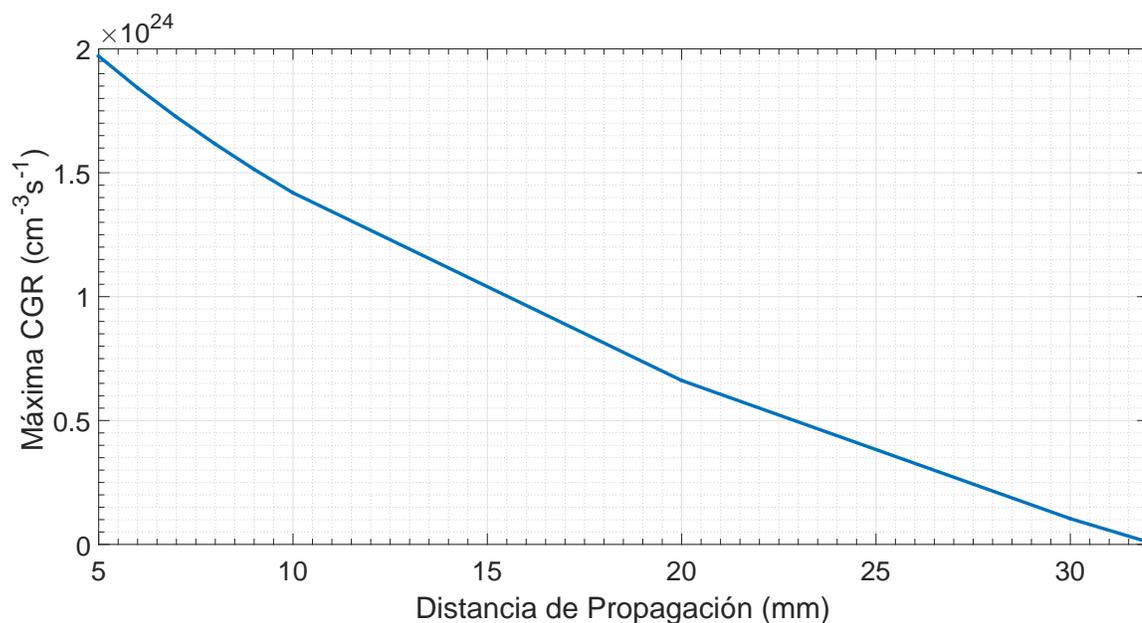


Figura 5-11.: Para características de operación fijas, se muestra una dependencia de la CGR pico con la distancia de propagación z al interior del WG, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$.

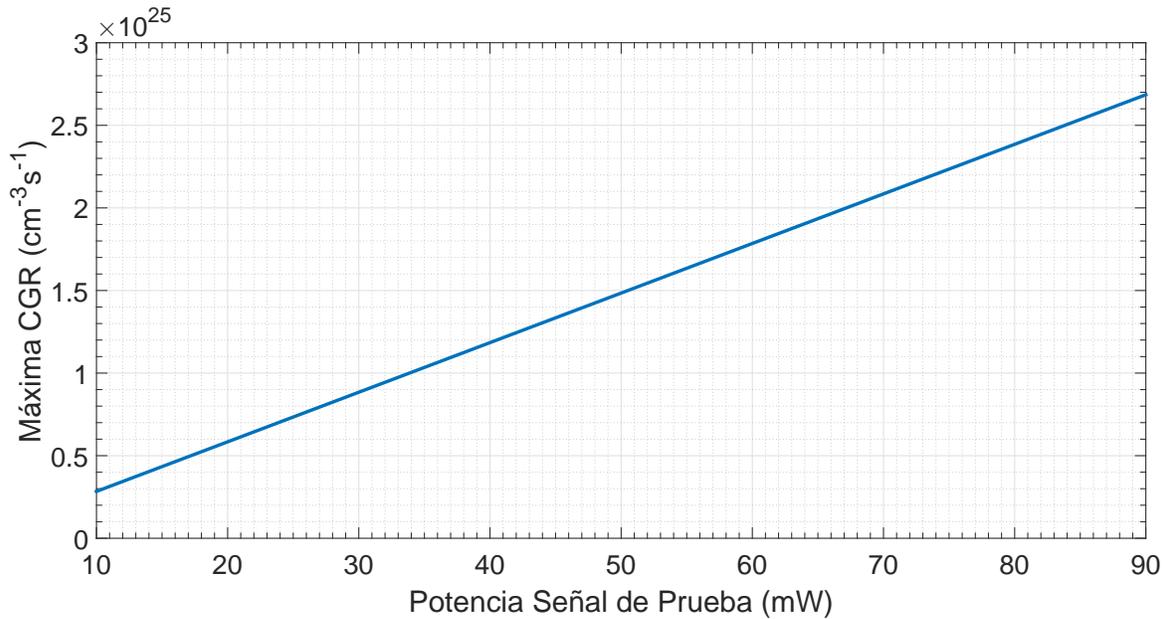


Figura 5-12.: Para características de operación fijas, se muestra la dependencia de para la CGR pico con la potencia pico de la señal de prueba, la barrera es de $Al_{x0,1}Ga_{0,9}As$ y pozos de $GaAs$.

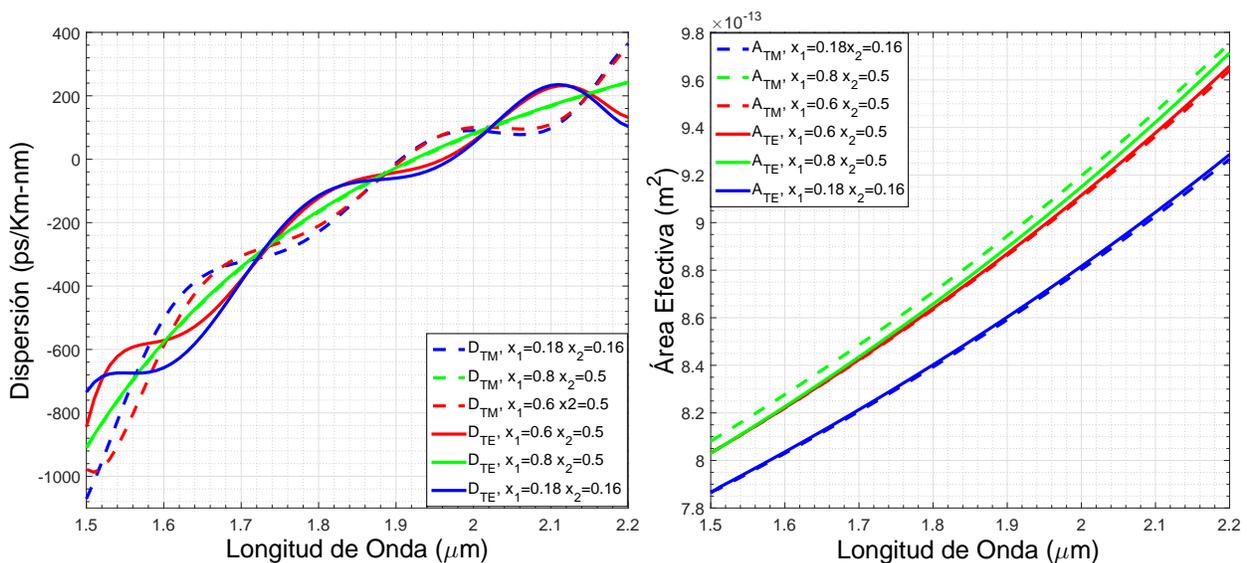


Figura 5-13.: Curva del parámetro de dispersión, se aprecia las señales en con dos polarizaciones TE y TM, el ancho de los pozos es de $14nm$ y el ancho de las barreras es de $16nm$, se presentan parejas de tres diferentes fracciones molares de aluminio en cada capa (x_1 barreras y x_2 pozos).

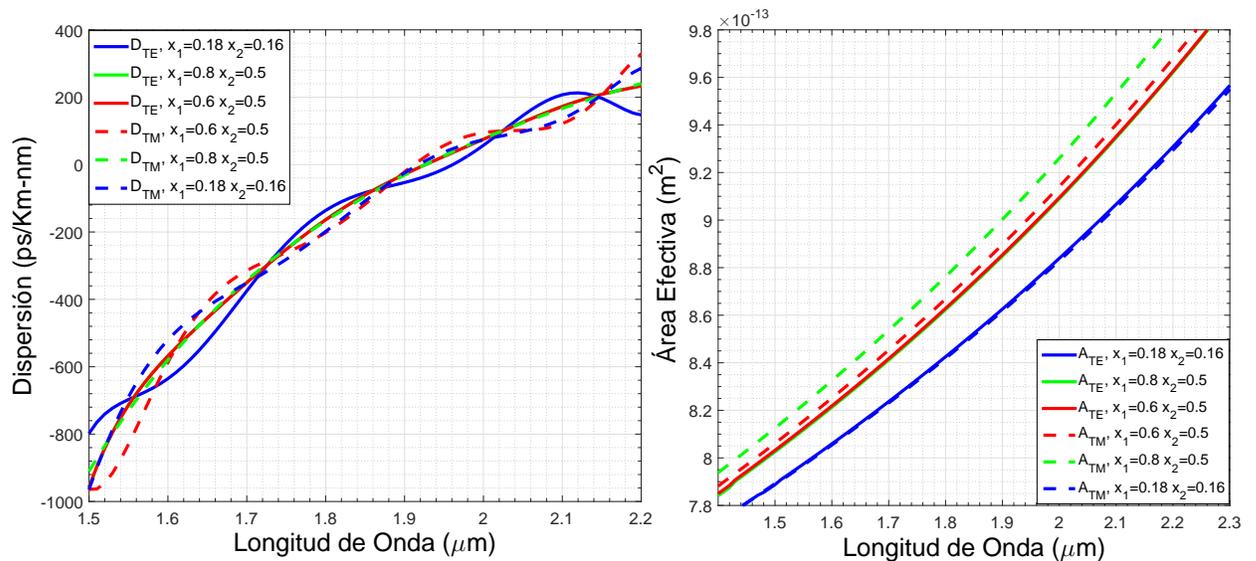


Figura 5-14.: Curva del parámetro de dispersión, se aprecia el comportamiento para señales con polarizaciones TE y TM, el ancho de los pozos es de 10nm y el ancho de las barreras es de 20nm , se presentan diferentes fracciones molares de aluminio en cada capa (x_1 barreras y x_2 pozos).

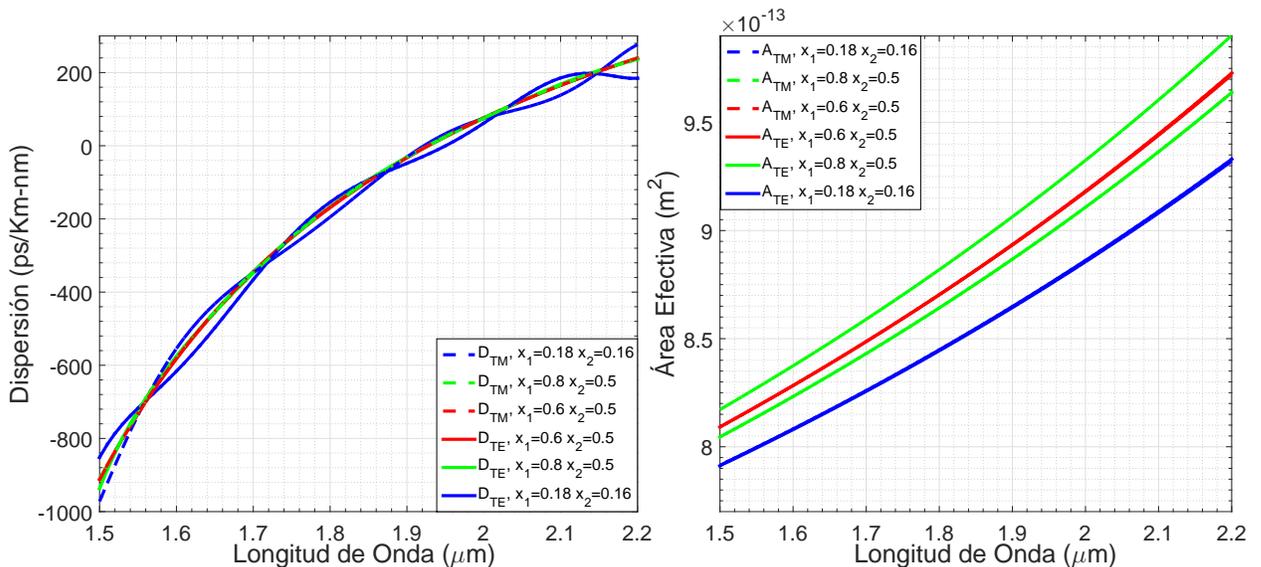


Figura 5-15.: Curva del parámetro de dispersión, se aprecia el comportamiento para señales con polarizaciones TE y TM, el ancho de los pozos es de 6nm y el ancho de las barreras es de 24nm , se presentan diferentes fracciones molares de aluminio en cada capa (x_1 barreras y x_2 pozos).

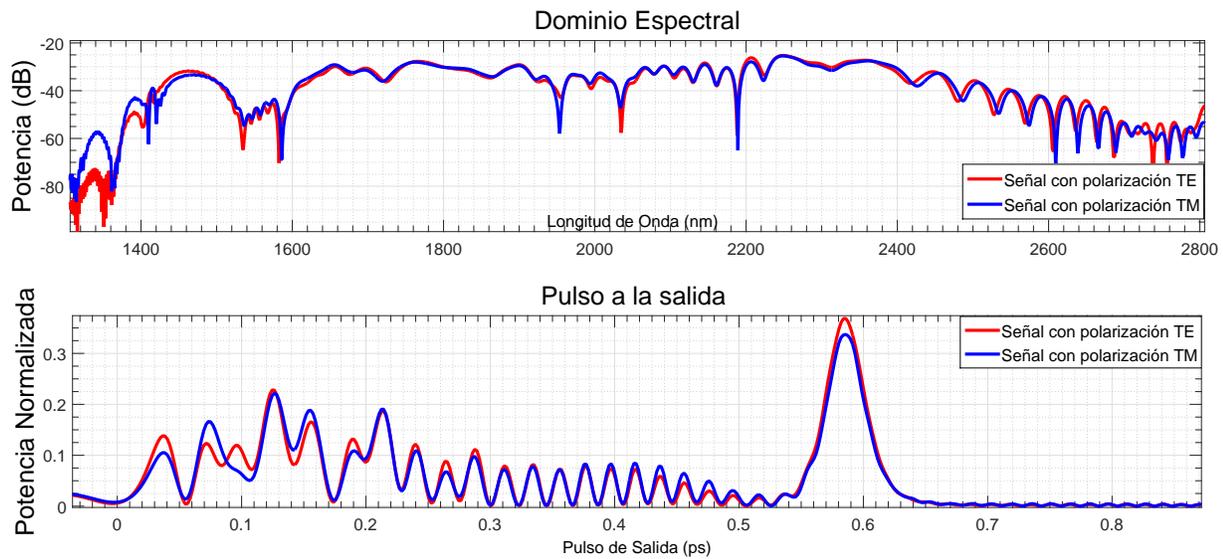


Figura 5-16.: Forma espectral y temporal del pulso de salida después de propagarse por una longitud de 1cm al interior de un WG fabricado con MQW (ancho del pozo de 14nm y la barrera de 16nm), se presenta el resultado para las polarización TE y TM.

Tabla 5-3.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TE

Para la señal TE a 1930nm	Valor
β_2	$-0,007847069 \frac{\text{ps}^2}{\text{m}}$
β_3	$0,003729474 \frac{\text{ps}^3}{\text{m}}$
β_4	$-8,75031 \times 10^{-6} \frac{\text{ps}^4}{\text{m}}$
β_5	$1,0441811652 \times 10^{-6} \frac{\text{ps}^5}{\text{m}}$
β_6	$-1,31 \times 10^{-8} \frac{\text{ps}^6}{\text{m}}$
β_7	$-7,75 \times 10^{-10} \frac{\text{ps}^7}{\text{m}}$

en cuenta para la simulación de GSC del WG de MQW, ancho del pozo de 6nm con fracción molar de 0,5 y 24nm de ancho en la barrera con fracción molar de aluminio de 0,8. La birrefringencia en este caso tiene un valor de $B = 0,1113$.

Tabla 5-4.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TM

Para la señal TM a 1930nm	Valor
β_2	$-0,00762943 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$0,004424251 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$-8,17449 \times 10^{-6} \frac{ps^4}{m}$
β_5	$6,4445018867 \times 10^{-08} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$-3,53 \times 10^{-10} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$2,96 \times 10^{-12} \frac{ps^7}{m}$

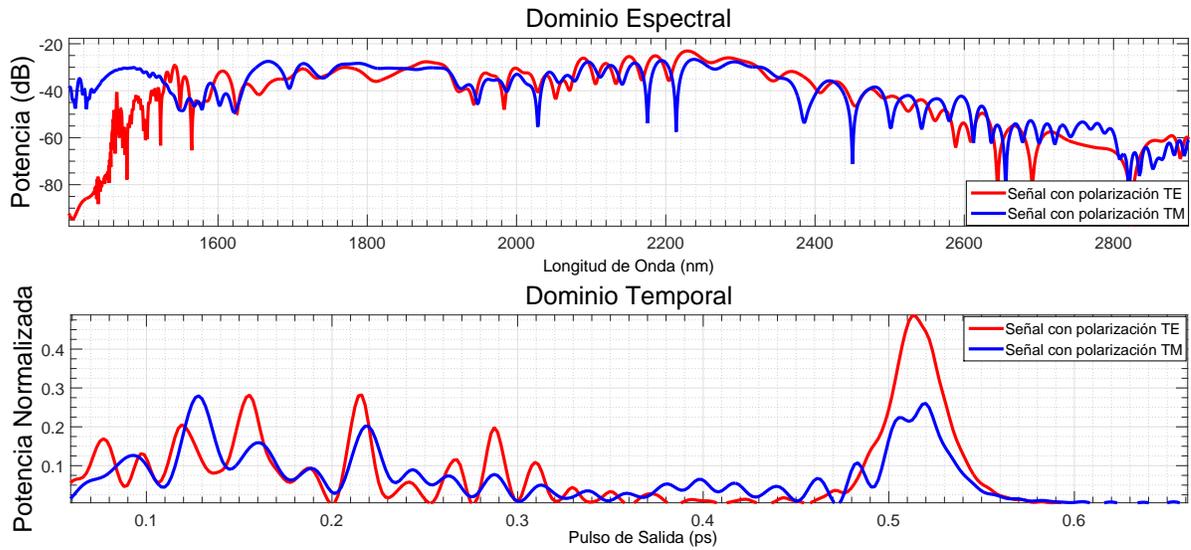


Figura 5-17.: Forma espectral y temporal del pulso de salida después de propagarse por una longitud de 1cm al interior de un WG fabricado con MQW (ancho del pozo de 10nm y la barrera de 20nm), se presenta el resultado para las polarización TE y TM.

5.3. Discusión

Los resultados dan claridad sobre algunas condiciones de diseño, fabricación y funcionamiento que debe cumplir el dispositivo para optimizar su desempeño y lograr la detección para pulsos de luz por debajo de 1ps, además se puede aprovechar el dispositivo como medio para GSC en las condiciones predichas por el trabajo teórico y computacional realizado.

Tabla 5-5.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TE

Para la señal TE a 1930nm	Valor
β_2	$-0,005231833 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$0,004048195 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$-8,36058 \times 10^{-6} \frac{ps^4}{m}$
β_5	$5,8682982810 \times 10^{-7} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$-7,19 \times 10^{-9} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$-4,13 \times 10^{-10} \frac{ps^7}{m}$

Tabla 5-6.: Coeficientes de la expansión en series de Taylor del parámetro β en el caso de la señal con polarización TM

Para la señal TM a 1930nm	Valor
β_2	$-0,006844467 \frac{ps^2}{m}$
β_3	$0,004418048 \frac{ps^3}{m}$
β_4	$-8,12854 \times 10^{-6} \frac{ps^4}{m}$
β_5	$6,4078574217 \times 10^{-08} \frac{ps^5}{m}$
β_6	$-3,49 \times 10^{-10} \frac{ps^6}{m}$
β_7	$2,92 \times 10^{-12} \frac{ps^7}{m}$

5.3.1. Como PD no lineal

Debido al comportamiento decreciente de la intensidad conforme se propaga en la WG dado por la Ec.2-88 y a la alta dispersión para cada longitud de onda, el pulso pierde potencia pico a medida que se propaga y por ende la CGR decae rápidamente como muestra la Fig. 5-11.

Dado que en la Ec. 2-89 el término de recombinación se hace menor cuando el tiempo de vida medio (τ) es mayor y según los resultados de la Fig.5-2 esto ocurre cuando la fracción molar de aluminio en la barrera es de 0,1 y crece con la temperatura, con este resultado ya existe una característica importante para fijar el diseño del fotodetector.

Los resultados muestran una fuerte dependencia de la CGR con los características de funcionamiento seleccionadas para el dispositivo (sección 4.2), la Fig. 5-9 y Fig. 5-10 están relacionadas y dan razón de una cota máxima en la CGR para pulsos mayores a 50fs. Al

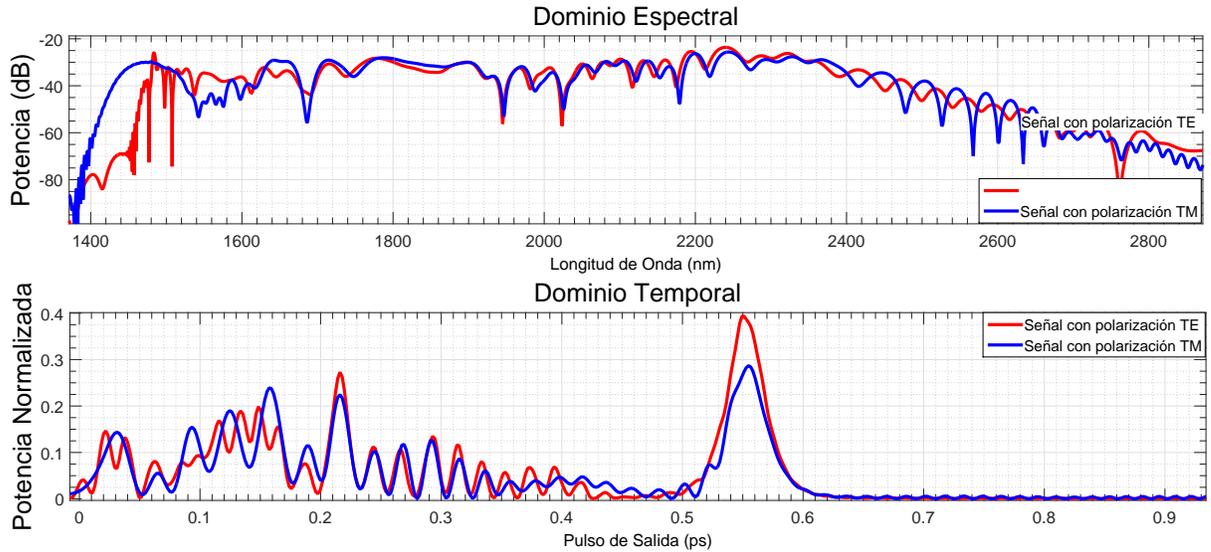


Figura 5-18.: Forma espectral y temporal del pulso de salida después de propagarse por una longitud de 1cm al interior de un WG fabricado con MQW (ancho del pozo de 24nm y la barrera de 6nm), se presenta el resultado para las polarización TE y TM.

analizar la Fig. 5-12 se aprecia un comportamiento de compensación ya que para las condiciones fijadas para el ancho temporal y longitud de propagación al interior del WG se podrá incrementar la CGR al aumentar la potencia para la señal de prueba y en general esto facilitara detectar anchos de pulso temporal menores a 50fs . La Fig. 5-11 muestra el decremento en la CGR debido a la pérdida de potencia del pulso a medida que se propaga en el interior de un WG cada vez más larga, según Ec. 2-88, esto es debido a que el fenómeno 2PA es un mecanismo que requiere un umbral de potencia pico para que se presente. La CGR crece conforme aumenta la potencia pico de la señal de prueba, a 1mW no se obtiene una CGR importante, pero la potencia no es un inconveniente para la tecnología actual.

El τ no es significativamente afectado por la fracción molar de aluminio en el pozo y los valores en este caso son similares a los de la Fig. 5-3 donde se nota que la dependencia esta fuertemente relacionada con la fracción molar de aluminio en la barrera ya que existe una relación inversamente proporcional con la energía del gap en la barrera, mientras que la dependencia con la fracción molar de aluminio en los pozos es solo debido al índice de refracción que afecta levemente los valores que puede tomar τ .

El valor de $\tau = 242\text{ns}$, obtenido para las características de fabricación y funcionamiento del dispositivo como óptimo es lo suficientemente grande como para evitar la recombinación de los pares generados durante las excitaciones.

5.3.2. Como WG para GSC

Cuando el dispositivo WG fabricado con MQW se usa como medio para obtener GSC es necesario contar con una longitud de propagación mayor (1cm en comparación con 1mm del PD), mayor potencia pico (100W a diferencia de 100mW necesarios para el PD) mayor nivel de fracción molar tanto en los pozos como en las barreras (superior a 0,5 para la GSC y de 0,1 para la barrera en el caso del PD) y debido a las curvas de dispersión es necesario una longitud de onda muy específica (1930nm donde se presenta dispersión anómala pero cercana a cero) en el infrarrojo medio con una ancho temporal de 1ps donde se pueda presentar la generación y fisión de solitones. No se presenta una eficiente GSC cuando se tiene niveles de dopado con aluminio por debajo de 0,5, el área efectiva es considerablemente baja para todos los casos de estudio y debido al índice de refracción no lineal alto para el *GaAs* siempre tendremos un parámetro γ considerablemente alto. En las Tablas **5-1**, **5-2**, **5-3**, **5-4**, **5-5** y **5-6** se nota que el parámetro β_2 es cercano a cero pero negativo esto garantiza la generación de solitones durante la propagación.

6. Conclusiones y recomendaciones

6.1. Conclusiones

La WG basada en MQW a partir de *GaAs* manifiesta gran confinamiento de luz como lo demuestra el valor encontrado para el área efectiva, esto gracias al contraste de índices entre los arreglos de pozos y el cubrimiento exterior de sílice lo que sugiere un estudio particular para los términos de segundo orden en la Ec. 2-79 que están relacionados con el comportamiento no lineal.

El primer análisis se enfoca en la determinación del parámetro de dispersión y área efectiva de la estructura para diferentes fracciones molares de aluminio tanto en pozos como barreras, según los resultados se puede graduar u optimizar según el tipo de luz que excitará la estructura. Se decide tomar como longitud de onda para el bombeo $880nm$ por presentar una máxima valor en el coeficiente de absorción para dos fotones, manteniendo la longitud de prueba en $1550nm$.

Basado en los resultados de simulación, se propone la mejor estructura que optimiza CGR a partir de ND2PA como aquella geometría que tiene un ancho para el pozo de $10nm$ y $20nm$ para la barrera, donde los pozos están compuestos por *GaAs* y las barreras con $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$. Esta estructura presenta alta birrefringencia intrínseca $B = 0,25$, lo que supone un fuerte desacople entre las dos señales (bombeo-prueba), por lo que se debe tomar una expansión del parámetro β para cada señal, esto implica un costo de cálculo numérico pero un acercamiento a los resultados reales.

Las estructuras MQW poseen opciones de diseño que pueden restringirse, por ejemplo, es importante el ancho del pozo, hay una garantía de mejor coeficiente α_2 para anchos de pozo que no superes los $20nm$, el límite inferior es determinado por la capacidad de fabricación. La fracción molar de aluminio es importante porque de ella depende el valor de energía necesaria para excitar la absorción. La longitud de onda de bombeo para excitar absorción de dos fotones es justificada ya que se convierte en un parámetro de diseño fuerte a la hora de obtener mayor eficiencia al aprovechar el caso *Extremely Nondegenerate Two Photon Absortion* o END2PA.

Existe una fuerte dependencia para la absorción de dos fotones con las condiciones de funcionamiento, las diferentes concentraciones de aluminio, las longitudes de onda de prueba y bombeo y de la polarización para las señales.

La CGR aumenta a medida que incrementamos la potencia pico de la señal de prueba, con $1mW$ no se obtiene una CGR significativa, pero la potencia no es una limitación para la

tecnología actual.

El dispositivo propuesto en este trabajo podría resolver anchos de pulso por debajo de $1ps$, esto es un avance sustancial para el área de las telecomunicaciones ópticas ya que posibilita la puesta en marcha de láser ultra rápidos en la transmisión de señales ópticas a través de los canales de fibra óptica.

Estos estudios de simulación abren un panorama para la optimización y posibilidades de un dispositivo funcional para telecomunicaciones ópticas. El uso de la absorción de dos fotones extremadamente no degenerado es la vía más óptima de aplicar a un dispositivo que cumpla características de alta conmutación.

Los estudios experimentales no están sujetos a las condiciones aquí propuestas, ya que se facilita un conjunto más amplio de posibilidades para fabricación y caracterización del dispositivo. La CGR puede mejorarse si se toma en cuenta el coeficiente α_2 en el caso particular de polarización cruzada para las señales (señal de bomba TE y señal de prueba TM) [Pattanaik et al., 2016a].

El uso de las WG fabricado con estructuras de MQW para GSC está justificado ya que permite ser implementado en dispositivos fónicos de pequeña escala (del orden de $1cm$) y donde solo es necesario potencias pico del orden de $100W$ que son compatibles con dispositivos fónicos comerciales. Además el control del ancho espectral se da fácil al poder manipular la fracción molar de aluminio presente en las capas semiconductoras y su geometría.

Las simulaciones a partir del método de elementos finitos y la combinación multi-física ayudan a economizar esfuerzos en las investigaciones alrededor de nuevos dispositivos basados en MQW que son combinaciones de materiales con características prometedoras, dado que el costo de fabricación y caracterización de estas estructuras es elevado a nivel de laboratorio.

6.2. Recomendaciones

Un reto queda planteado para los dispositivos electrónicos que recibirán la señal de CGR del WG propuesto, ya que en este estudio no se incluyó la viabilidad en etapas posteriores de adecuación y análisis de las señales eléctricas, en un trabajo posterior se puede incluir la caracterización eléctrica de los portadores en el módulo especializado para semiconductores del software COMSOL® y determinar como se puede lograr el acople electrónico a las demás etapas de procesamiento de la señal. Un análisis posterior más detallado del comportamiento electrónico debe tener en cuenta la movilidad de las cargas, tiempo de tránsito de las cargas, concentración de las especies dopantes, voltaje DC aplicado y ubicación de los electrodos que recogen los portadores. Esto daría un panorama más amplio de la implementación real del dispositivo.

A. Método de elementos finitos

El método de los elementos finitos (MEF en castellano o FEM en inglés) es un método numérico general para la aproximación de soluciones de ecuaciones diferenciales parciales muy utilizado en diversos problemas de ingeniería y física. El MEF está pensado para ser usado en computadoras y permite resolver ecuaciones diferenciales asociadas a un problema físico sobre geometrías complicadas. El MEF se usa en el diseño y mejora de productos y aplicaciones industriales, así como en la simulación de sistemas físicos y biológicos complejos. La variedad de problemas a los que puede aplicarse ha crecido enormemente, siendo el requisito básico que las ecuaciones constitutivas y ecuaciones de evolución temporal del problema a considerar sean conocidas de antemano [Bathe, 1995].

A.1. Formulación matemática

El desarrollo de un algoritmo por elementos finitos para resolver un problema definido mediante ecuaciones diferenciales y condiciones de contorno requiere en general cuatro etapas:

- El problema debe reformularse en forma variacional.
- El dominio de variables independientes (usualmente un dominio espacial) debe dividirse mediante una partición en subdominios, llamados elementos finitos. Asociada a la partición anterior se construye un espacio vectorial de dimensión finita, llamado espacio de elementos finitos. Siendo la solución numérica aproximada obtenida por elementos finitos una combinación lineal en dicho espacio vectorial.
- Se obtiene la proyección del problema variacional original sobre el espacio de elementos finitos obtenido de la partición. Esto da lugar a un sistema con un número de ecuaciones finito, aunque en general con un número elevado de ecuaciones incógnitas. El número de incógnitas será igual a la dimensión del espacio vectorial de elementos finitos obtenido y, en general, cuanto mayor sea dicha dimensión tanto mejor será la aproximación numérica obtenida.
- El último paso es el cálculo numérico de la solución del sistema de ecuaciones.

Los pasos anteriores permiten construir un problema de cálculo diferencial en un problema de álgebra lineal. Dicho problema en general se plantea sobre un espacio vectorial de dimensión no-finita, pero que puede resolverse aproximadamente encontrando una proyección

sobre un subespacio de dimensión finita, y por tanto con un número finito de ecuaciones (aunque en general el número de ecuaciones será elevado típicamente de miles o incluso centenares de miles). La discretización en elementos finitos ayuda a construir un algoritmo de proyección sencillo, logrando además que la solución por el método de elementos finitos sea generalmente exacta en un conjunto finito de puntos. Estos puntos coinciden usualmente con los vértices de los elementos finitos o puntos destacados de los mismos. Para la resolución concreta del enorme sistema de ecuaciones algebraicas en general pueden usarse los métodos convencionales del álgebra lineal en espacios de dimensión finita. En lo que sigue d es la dimensión del dominio, n el número de elementos finitos y N el número de nodos total.

A.2. El método en la práctica

El MEF es un método numérico de resolución de ecuaciones diferenciales. La solución obtenida por MEF es sólo aproximada, coincidiendo con la solución exacta sólo en un número finito de puntos llamados nodos. En el resto de puntos que no son nodos, la solución aproximada se obtiene interpolando a partir de los resultados obtenidos para los nodos, lo cual hace que la solución sea sólo aproximada debido a ese último paso. El MEF convierte un problema definido en términos de ecuaciones diferenciales en un problema en forma matricial que proporciona el resultado correcto para un número finito de puntos e interpola posteriormente la solución al resto del dominio, resultando finalmente sólo una solución aproximada. El conjunto de puntos donde la solución es exacta se denomina conjunto nodos. Dicho conjunto de nodos forma una red, denominada malla formada por retículos. Cada uno de los retículos contenidos en dicha malla es un "elemento finito". El conjunto de nodos se obtiene dividiendo o discretizando la estructura en elementos de forma variada (pueden ser superficies, volúmenes y barras) [Zienkiewicz and Taylor, 1994]. Desde el punto de vista de la programación algorítmica modular las tareas necesarias para llevar a cabo un cálculo mediante un programa MEF se dividen en:

- Preproceso, que consiste en la definición de geometría, generación de la malla, las condiciones de contorno y asignación de propiedades a los materiales. En ocasiones existen operaciones cosméticas de regularización de la malla y preconditionamiento para garantizar una mejor aproximación o una mejor convergencia del cálculo.
- Cálculo, el resultado del preproceso, en un problema simple no-dependiente del tiempo, permite generar un conjunto de N ecuaciones y N incógnitas, que puede ser resuelto con cualquier algoritmo para la resolución de sistemas de ecuaciones lineales. Cuando el problema a tratar es no lineal o dependiente del tiempo a veces el cálculo consiste en una sucesión finita de sistemas de N ecuaciones y N incógnitas que deben resolverse uno a continuación de otro, y cuya entrada depende del resultado del paso anterior.
- Postproceso, el cálculo proporciona valores de cierto conjunto de funciones en los no-

dos de la malla que define la discretización, en el postproceso se calculan magnitudes derivadas de los valores obtenidos para los nodos, y en ocasiones se aplican operaciones de suavizado, interpolación e incluso determinación de errores de aproximación.

A.3. Resultados del uso de elementos finitos

El MEF se ha vuelto una solución para la tarea de predecir los fallos debidos a tensiones desconocidas enseñando los problemas de la distribución de tensiones en el material y permitiendo a los diseñadores ver todas las tensiones involucradas. Este método de diseño y prueba del producto es mejor al ensayo y error en donde hay que mantener costos de manufactura asociados a la construcción de cada ejemplar para las pruebas [Ciarlet and Lions, 1991]. Las grandes ventajas del cálculo por ordenador se pueden resumir en:

- Hace posible el cálculo de estructuras que, bien por el gran número de operaciones que su resolución presenta entramados de muchos pisos o por lo tedioso de las mismas (entramados espaciales, por ejemplo) las cuales eran, en la práctica, inabordables mediante el cálculo manual.
- En la mayoría de los casos reduce a límites despreciables el riesgo de errores operativos.

A.4. Limitaciones del método de elementos finitos

En general el MEF tal como se usa actualmente tiene algunas limitaciones:

- El MEF calcula soluciones numéricas concretas y adaptadas a unos datos particulares de entrada, no puede hacerse un análisis de sensibilidad sencillo que permita conocer como variará la solución si alguno de los parámetros se altera ligeramente. Es decir, proporciona sólo respuestas numéricas cuantitativas concretas no relaciones cualitativas generales.
- El MEF proporciona una solución aproximada cuyo margen de error en general es desconocido. Si bien algunos tipos de problemas permiten acotar el error de la solución, debido a los diversos tipos de aproximaciones que usa el método, los problemas no lineales o dependientes del tiempo en general no permiten conocer el error.
- En el MEF la mayoría de aplicaciones prácticas requiere mucho tiempo para ajustar detalles de la geometría, existiendo frecuentemente problemas de mal condicionamiento para las mallas, desigual grado de convergencia para la solución aproximada hacia la exacta en diferentes puntos, etc. En general una simulación requiere el uso de numerosas pruebas y ensayos con geometrías simplificadas o casos menos generales que pretende simularse, antes de empezar a lograr resultados satisfactorios [Ciarlet and Lions, 1991].

B. Generación de Súper-continuo

El fenómeno no lineal llamado super-continuo, descubierto a finales de los 1970 por Robert Alfano y Stanley Shapiro, es la formación de amplios espectros continuos a través de la propagación de pulsos luminosos de alta potencia, a través de medios no lineales. Este fenómeno se observa por primera vez en 1970 [Duddley et al., 2006]. El término super-continuo no cubre un fenómeno específico sino más bien un conjunto de procesos no lineales que conducen a un considerable ensanchamiento espectral de pulsos ópticos. Los efectos no lineales implicados dependen de la dispersión en el material, la auto modulación de fase (SPM), la dispersión Raman, la adaptación de fases, absorción no lineal, mezclado de cuatro ondas y propagación de solitones [Agrawal, 2013].

La GSC es una de las áreas más fascinantes de la física aplicada actual, y la capacidad para crearlo y controlarlo con facilidad tendrá un efecto significativo en diversas tecnologías, entre ellas figuran las telecomunicaciones, donde se crearán sistemas ópticos cientos de veces más eficientes que los existentes, ya que las señales podrán transmitirse y procesarse simultáneamente en muchas longitudes de onda.

El súper-continuo generado en fibras de cristal fotónico también sirve para crear relojes ópticos tan exactos que sólo pierden o ganan un segundo cada millón de años. La generación de luz con ancho espectral grande (mayor a 1000nm) es producida por la interacción entre el pulso convencional de luz y los denominados solitones, ondas especiales de luz que mantienen su forma cuando viajan por un medio [Johnson et al., 2015].

El láser ha revolucionado los últimos 50 años de tecnología. Es un tipo de luz de color muy puro (su espectro en frecuencia es muy delgado) que permite concentrar mucha energía en un solo color. Si queremos luz aparentemente blanca necesitamos tres fuentes láser, de colores rojo, verde y azul, siendo este último color el más caro tecnológicamente para generar por requerir gran cantidad de energía. El resultado parece blanco, pero en realidad es la suma de tres espectros de frecuencia delgados colocados alrededor de tres frecuencias o colores dados, la luz blanca del Sol por otro lado, es un espectro prácticamente plano para todas las frecuencias del visible.

Existe una relación muy sencilla entre la duración de un pulso en tiempo y el ancho de su espectro de frecuencias, un pulso temporal corto tiene un espectro ancho y un espectro delgado corresponde a un pulso temporal largo. El espectro más delgado posible es una frecuencia pura, que corresponde a una onda plana distribuida por todo el espacio. La luz de un láser corresponde a un espectro bastante delgado, siendo luz coherente y produciendo un haz colimado.

En un medio no lineal ciertos pulsos de corta duración llamados solitones, se vuelven inestables (inestabilidad de modulación) y evolucionan descomponiéndose o fisionando en pulsos aún más cortos, es decir, incrementando el ancho de su espectro y agregando colores. Cuando el espectro es suficientemente ancho tenemos luz blanca. El fenómeno de fisión parar y lo hace gracias al efecto Raman (Raman-induced self-frequency shift). Si el pulso original era coherente y de alta energía, tendremos luz blanca con coherencia temporal que es una fuente ideal para muchas aplicaciones entre las que se encuentran los láseres sintonizables [Agrawal, 2013].

La GSC se puede auto-generar incluso a partir de ruido y espontáneamente gracias a la inestabilidad de modulación, aunque en este caso se genera luz blanca incoherente se utilizan un pulso láser semilla que deriva del SC incoherente generado espontáneamente a por el ruido hasta un SC coherente. La gran ventaja de la coherencia, como en el caso láser, es que se consigue mayor potencia.

La generación de luz láser blanca mediante SC es muy costosa ya que requiere láseres de altas potentes (del orden de GW) y un medio altamente no lineal adecuado, normalmente fibra óptica no lineal que también son costosas de fabricar. Quizás avances técnicos y tecnológicos podrán abaratar los costes y permitir utilizar de forma práctica estas fuentes de luz blanca coherente.

C. Publicaciones

Título: Detecting 10 Femto-Seconds Near-Infrared Pulses Based on Two Photon Absorption in Multiple Quantum Wells.

Artículo aceptado en la revista: Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials.

Sometido el 5 de abril de 2019.

Aceptado el 11 de Julio de 2019.

A la espera de publicación definitiva en el segundo semestre de 2019.

ABSORCIÓN DE DOS FOTONES EN POZOS CUÁNTICOS FORMADOS CON GaAs DOPADO CON ALUMINIO

✉ CARLOS ANDRÉS ÁLVAREZ OCAMPO¹
RODRIGO ACUÑA HERRERA²

RESUMEN

En este trabajo mostramos como la absorción de dos fotones es modificada debido a la fracción molar de aluminio dopante presente en los pozos cuánticos formados con arseniuro de galio. Se realizó el estudio teniendo en cuenta el índice de refracción que depende de la fracción molar de aluminio dopante y de la longitud de onda de la luz que incide sobre los pozos. Los resultados sugieren como manipular los parámetros de diseño para mejora el desempeño de un dispositivo foto-detector idóneo para longitudes de onda de 1.310 nm y 1.550 nm.

PALABRAS CLAVES: Absorción de dos fotones, Pozos cuánticos, Fracción molar, Portadores de carga, Telecomunicaciones ópticas, Gap de energía.

ABSORPTION OF TWO PHOTONS IN QUANTUM WELLS FORMED WITH ALUMINUM DUMPED GaAs

ABSTRACT

In this work we show how the absorption of two photons is modified due to the molar fraction of aluminum dopant present in the quantum wells formed with gallium arsenide. The study was performed taking into account the refractive index that depends on the mole fraction of aluminum dopant and the wavelength of light that hits the wells. The results suggest how to manipulate the design parameters to improve the performance of a photo-detector device suitable for wavelengths of 1.310 nm and 1.550 nm.

KEYWORDS: Two photon absorption, quantum Wells, molar fraction, Charge Carrier, Optical telecommunication, Energy gap.

¹ Ingeniero Físico. Universidad Nacional de Colombia, sede Medellín. Docente Universidad de Medellín, Colombia.

² Doctorado Ingeniería Eléctrica, Universidad de Wisconsin, Estados Unidos. Maestría en Física. Universidad Nacional de Colombia. Docente Universidad Nacional de Colombia, Medellín, Colombia.



Autor de correspondencia: Álvarez Ocampo, C.A. (Carlos Andrés): Universidad de Medellín, Medellín, Colombia.
Correo electrónico: caalvarez@udem.edu.co

Historia del artículo:

Artículo recibido: 30-VI-2017 / Aprobado: 13-IX-2017

Disponible online: 30 de marzo de 2018

Discusión abierta hasta abril de 2019

ABSORÇÃO DE DOIS FÓTONS EM POÇOS QUÂNTICOS FORMADOS COM GaAs DUMPADOS DE ALUMÍNIO

RESUMO

Neste trabalho como absorção de dois fotões é modificado devido à fracção de moles de dopante de alumínio presente nos poços formados cuánticos de arsenieto de gálio. o estudo considerando o índice de refracção depende da fracção de moles de dopante de alumínio e o comprimento de onda da luz incidente sobre os poços foi realizada. Os resultados sugerem como manipular os parâmetros de concepção para melhorar o desempenho de um dispositivo fotodetector adecuado para comprimentos de onda 1.310 nm e 1.550 nm.

PALABRAS-CHAVE: Absorção de dois fótons, Pozos cuánticos, Fracção molar, Carregador de carga, Telecomunicação óptica, Espaço de energia.

1. INTRODUCCIÓN

Los pozos cuánticos son estructuras en capas delgadas de semiconductores. Obtienen la mayor parte de sus propiedades especiales gracias al confinamiento cuántico de portadores de carga. Pueden ser hechos con un alto grado de precisión con técnicas de crecimiento de películas delgadas como el crecimiento epitaxial por múltiples haces moleculares (MBE). Los pozos cuánticos a partir de estructuras semiconductoras poseen distribuciones de bandas que conforman un pozo de potencial, es importante destacar que, para los pozos cuánticos, los electrones en la banda de conducción, y los huecos en la banda de valencia se comportan como partículas con masas eficaces diferentes de la masa del electrón libre (Colace *et al.*, 2006).

Los pozos cuánticos pueden ser utilizados para dispositivos electrónicos avanzados (por ejemplo, transistores de efecto campo modulado por dopados, transistores bipolares de hetero unión, dispositivos de efecto túnel resonante), componentes ópticos (por ejemplo, guías de onda, espejos, microresonadores), y dispositivos opto-electrónicos (por ejemplo, diodos láser, foto-detectores y super redes ópticas (Adachi, 1985). Hay al menos dos razones para hacer integración, en primer lugar, la ganancia electrónica permite que los requisitos de energía

óptica se reduzcan gracias al aprovechamiento de la absorción de dos fotones (2PA) podremos evitar la etapa de amplificación; la segunda razón es que la electrónica es muy buena en la realización de funciones lógicas complejas a nivel local (Ren *et al.*, 2011). Combinando electrónica con las habilidades de la óptica para la interconexión podemos tener lo mejor de ambos mundos. Otro enfoque para tal integración es combinar dispositivos de pozo cuántico con silicio como puente a la electrónica (Villeneuve *et al.*, 1995).

La absorción de dos fotones (2PA) es un proceso en el que interviene dos campos de radiación que interactúa con portadores de carga que se excitan y des-excitan en periodos de tiempo del orden de femtosegundos, en óptica no lineal se le conoce como fenómeno no paramétrico, en el que intervienen una banda virtual entre la banda de conducción y la de valencia, este proceso se describe a través de la parte imaginaria de la susceptibilidad de tercer orden ($\chi^{(3)}$) del material, adicionalmente el material retiene energía procedente de los campos de radiación, por tanto la energía podría no conservarse y existir efectos térmicos adicionales (Wagner, 2007). El arreglo de múltiples pozos cuánticos maximiza la posibilidad que existan efectos ópticos no lineales debidos a la susceptibilidad de tercer orden.

2. MARCO TEÓRICO

2PA ocurre de dos maneras, cuando se absorben fotones que tienen la misma energía (D2PA-caso degenerado) y cuando sus energías no son las mismas (ND2PA-caso no degenerado), la condición necesaria que deben cumplir los dos fotones es que los aportes de energías de ambos sumen como mínimo la energía del gap entre la capa de valencia y la de conducción en el pozo, según

$$E_g \leq \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2, \quad (1)$$

adicionalmente los dos fotones pueden tener el mismo estado de polarización (TM-TM o TE-TE) o diferente (TE-TM); en el caso ND2PA un fotón puede aportar hasta el 90% de la energía del gap, esta situación se conoce como absorción de dos fotones extremadamente no degenerada (END-2PA) (Fishman *et al.*, 2011).

Para obtener los coeficientes 2PA para cada caso de polarización y energía de cada fotón, se usaron diferentes fracciones molares en la concentración de aluminio y se calculó usando el software MATLAB solo para los casos donde los dos fotones tienen igual estado de polarización.

La energía de band gap en el pozo cuántico depende de la fracción molar de aluminio presente, como lo muestra la siguiente ecuación (Chuang, 2009):

$$E_g(x) = 1,424 + 1,266x + 0,26x^2 \text{ (eV)}, \quad (2)$$

donde x es fracción molar de aluminio presente en la capa semiconductor que actúa como pozo de potencial, claramente se aprecia que a mayor fracción molar la energía del gap aumenta, lo que nos supone que debemos usar una longitud de onda de prueba menor que nos garantice que se cumple con el límite de energía del gap, esta situación se programa de tal manera que escogiendo una fracción molar determinada y fijando la longitud de onda de bombeo, que fue en nuestro caso una señal viajando por fibra óptica que típicamente son a 1.310 nm y 1.550 nm, con esta información podemos hacer un barrido para varias longitudes de onda que aportaran el porcentaje de energía faltante para completar el gap del pozo, para evitar el caso degenerado, la longitud de onda de prueba es mucho menor que la de bombeo fijada (menor a 1.000 nm).

El coeficiente 2PA α_2 se puede encontrar usando la siguiente ecuación (Xia *et al.*, 2009):

$$\alpha_2^{(2)} = \left(\frac{8\pi \hbar\omega_2}{cn_2 E_2^2} \right) W, \quad (3)$$

$$\text{donde } E^2 = \frac{2I}{nc\epsilon_0} ; I = \frac{nc\epsilon_0 \omega^2 A_0^2}{2}$$

Además, la tasa de transición 2PA es definida como sigue:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eE_1}{2m\omega_1} \right)^2 \left(\frac{eE_2}{2m\omega_2} \right)^2 \sum_F \left| \sum_I \frac{M_{FI}^{(2)} M_{IO}^{(1)}}{E_I - E_0 - \hbar\omega_1} + \frac{M_{FI}^{(1)} M_{IO}^{(2)}}{E_I - E_0 - \hbar\omega_2} \right|^2 \delta(E_I - E_0 - \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2) \quad (4)$$

E_1 y E_2 son los campos de radiación de los fotones, $M_{XY}^{(j)}$ son las matrices de transición del momento dipolar de los portadores de carga en el pozo para cada par de bandas y están gobernadas por probabilidades cuánticas, E_0 es la energía de la banda de valencia, E_I es la energía de la banda virtual o intermedia que esta entre la banda de valencia y la de conducción. La sumatorio se realiza para cada posible transición de la banda de valencia (O) a la banda

virtual o intermedia (I) y para cada transición de la banda intermedia la banda final (F) o de conducción.

El estudio del comportamiento del índice de refracción en la estructura se hace a partir del software COMSOL Multiphysics cuyo método de simulación son los elementos finitos, se busca el índice de refracción efectivo del conjunto de pozos cuánticos ya que debe ser tenido en cuenta para el cálculo de la absorción. Para los materiales que

son combinación de elementos de los grupos III y V como el $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se puede aproximar el índice de refracción cuando se trata de energía por debajo del band gap como sigue:

$$n(\omega) \approx \sqrt{\frac{\epsilon'(\omega)}{\epsilon_0}} \quad (5)$$

Donde $\epsilon'(\omega)$ es la parte real de la función permitividad, la parte imaginaria es despreciable para energías por debajo del band gap (Chuang, 2009).

$$\frac{\epsilon'(\omega)}{\epsilon_0} \approx A(x) \left\{ f(y) + \frac{1}{2} \left[\frac{E_g(x)}{E_g(x) + \Delta(x)} \right]^{\frac{3}{2}} f(y_{so}) \right\} + B(x) \quad (6)$$

$$f(y) = \frac{1}{y^2} \left[2 - (1+y)^{\frac{1}{2}} - (1-y)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (7)$$

$$y = \frac{\hbar\omega}{E_g(x)} \quad (8)$$

$$y_{so} = \frac{\hbar\omega}{[E_g(x) + \Delta(x)]} \quad (9)$$

$E_g(x)$ Determina la energía del band gap según la **Ecuación (2)** y $\Delta(x)$ es la energía del acople spin-orbit. Para el $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ los parámetros en función de la fracción molar x son:

$$\Delta(x) = 0,24 - 0,5x \text{ (eV)} \quad (10)$$

$$A(x) = 6,64 + 16,92x \quad (11)$$

$$B(x) = 9,2 - 9,22x \quad (12)$$

Es de notar que el índice de refracción es generalmente dispersivo (varia con la frecuencia) cerca o por encima del band gap con una rápida variación en los límites de energías para transición inter-bandas, además depende ligeramente del dopado en el semiconductor, de la temperatura y la deformación (Chuang, 2009) En nuestro caso de estudio no tenemos problema con la absorción lineal ya que usamos dos haces que por sí solos no la generan, el requisito es que ambos haces actúen al mismo tiempo para que se genere 2PA.

Muestra estructura contiene 40 pozos intercalados entre barreras a lo que llamaremos periodos, esta región de pozos cuántico tiene un espesor 1,2 micrómetros, la estructura está sustentada por una oblea de arseniuro de galio y rodeada por aire. (Ver **Figura 1**). Para nuestro caso de estudio seleccionamos una geometría simple, ancho de pozo $d=10\text{nm}$ y ancho de barreras de 20nm . (Ver **Figura 2**). La profundidad w se vuelve importante en una etapa posterior de fabricación del dispositivo, la dirección z se toma como la dirección en la que se depositan las capas de material, la polarización TM la definimos cuando el campo eléctrico \vec{E} se encuentra paralelo a este eje z , mientras que la polarización TE cuando \vec{E} es perpendicular al eje z (Pattanaik *et al.*, 2016). Usamos diferentes fracciones molares x para dopar el pozo, en cada caso de fracción molar de aluminio en el pozo le corresponde una fracción molar 0,1 veces mayor en las barreras, por ejemplo, si en el pozo existe una fracción molar de aluminio de 0,2, en las barreras la fracción es de 0,3.

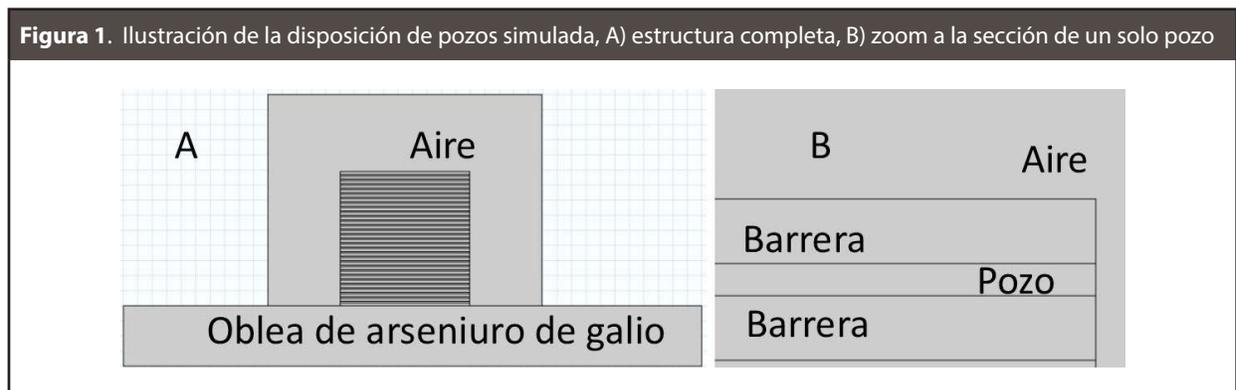
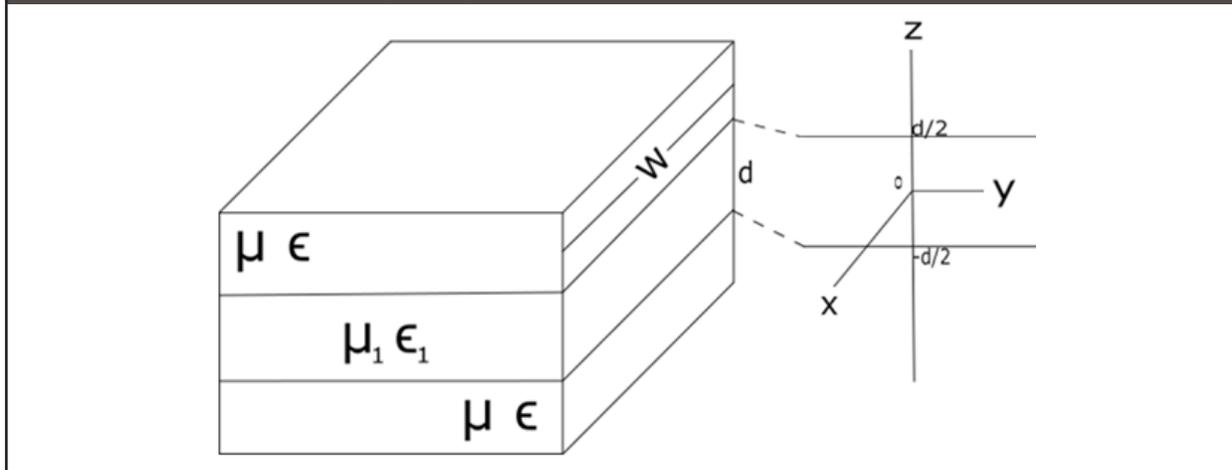


Figura 2. Ilustración de un guía de onda rectangular, la región con $\mu_1 \epsilon_1$ posee mayor índice de refracción que las regiones marcadas con $\mu \epsilon$, por tanto, se configura un guía de onda.



3. RESULTADOS

En las **Figura 3 y 4** mostramos el coeficiente de 2PA para estados de polarización TM-TM y TE-TE respectivamente. Claramente, mostramos que existe fuerte dependencia con la fracción molar de aluminio presente en el pozo, nosotros solo presentamos tres casos de fracción molar ya que todos los casos estudiados muestran el mismo comportamiento, cuya tendencia es de disminuir el coeficiente 2PA conforme la fracción molar de aluminio en el pozo aumenta. Además, apreciamos que el caso TM-TM proporciona una mejora en los valores del coeficiente para las mismas condiciones de dopado de aluminio e ilumina-

ción de los pozos. Esto es debido a que la polarización TM se considera en dirección paralela a la dirección de creciente del pozo, luego el vector de polarización del fotón es paralelo al vector momento del electrón confinado en el pozo, por tanto hay mayor probabilidad que el fotón y el electrón interactúen.

Este resultado para el coeficiente 2PA manifiesta una posibilidad de ser implementado en la detección de luz en sistemas de telecomunicaciones, específicamente la banda de 1.550 nm, donde es importante la sensibilidad, la estructura propuesta en este trabajo es factible de fabricar con la tecnología actualmente conocida.

Figura 3. Absorción de dos fotones, para polarización TM-TM, usando una longitud de onda de bombeo de 1.550 nm.

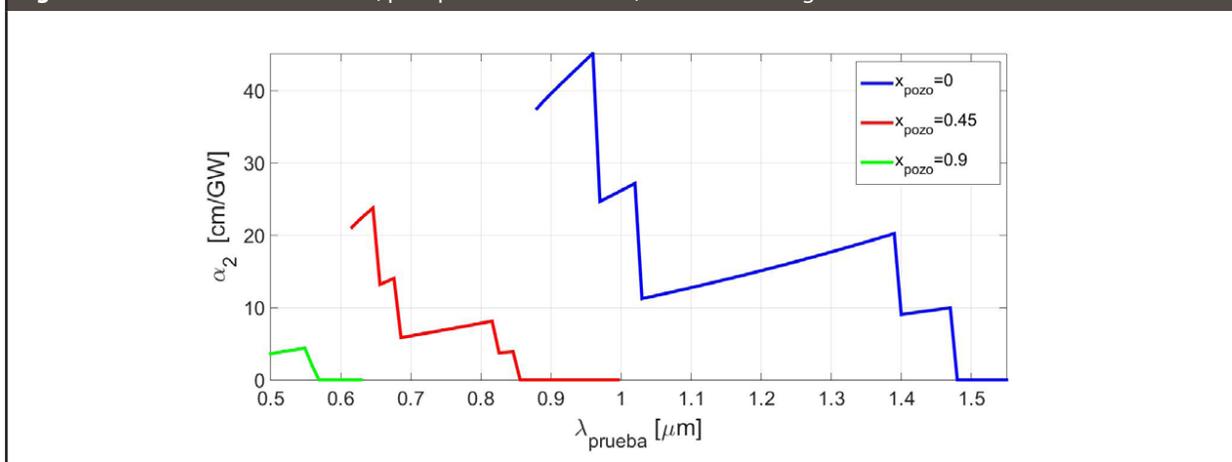
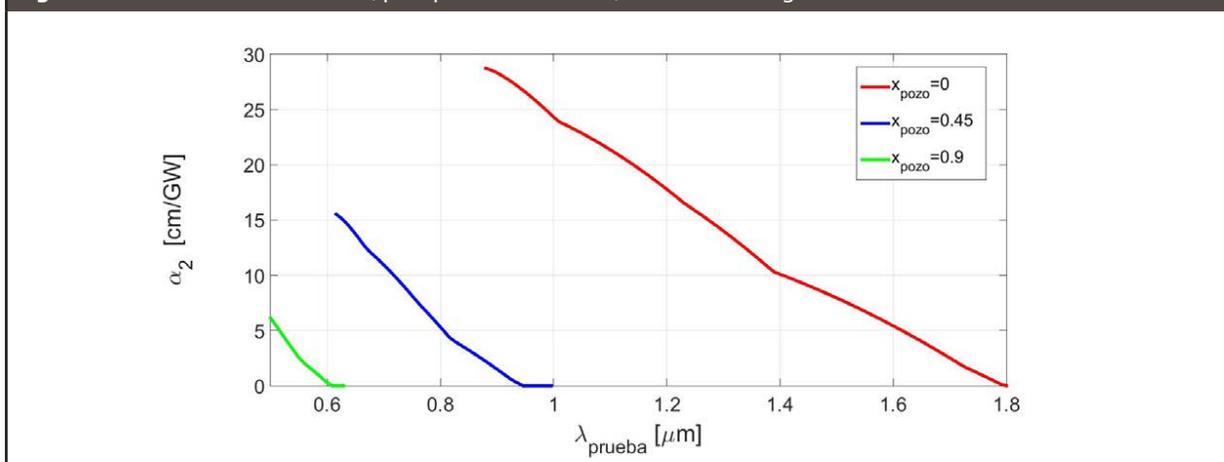


Figura 4. Absorción de dos fotones, para polarización TE-TE, usando una longitud de onda de bombeo de 1.550 nm


No reportamos las figuras para el caso de un haz de bombeo de 1.310 nm por ser muy similar a los ya mostrados, solo cambia el valor para la longitud de onda de prueba a la que ocurre la máxima absorción, como 1.310 nm es una longitud de onda más energética que 1.550 nm es lógico que la absorción ocurra a longitudes de onda de prueba mayores. Adicionalmente el valor la absorción es levemente menor, por ende, es óptimo usar una longitud de onda de bombeo de 1.550 nm.

4. CONCLUSIONES

Las estructuras de múltiples pozos cuánticos poseen opciones de diseño que pueden restringirse, por ejemplo, es importante el ancho del pozo, hay una garantía de mejor 2PA para anchos de pozo que no superes los 20 nm, el límite inferior es determinado por la capacidad de fabricarlas con la tecnología actual; la fracción molar de aluminio dopante es importante porque de ella depende según la **Ecuación (2)** como cambia la energía necesaria para excitar la absorción; la longitud de onda de bombeo para excitar absorción de dos fotones es justificada ya que se convierte en un parámetro de diseño fuerte a la hora de obtener mayor eficiencia, ya que podemos aprovechar el caso END-2PA. Claramente podemos ver en las **Figura 3 y 4** la fuerte dependencia que existe para la absorción de dos fotones el uso de diferentes

concentraciones de fracción molar de aluminio, las longitudes de onda de prueba y bombeo además de la polarización.

Estos estudios de simulación abren un panorama para la optimización y posibilidades de un dispositivo funcional para telecomunicaciones ópticas. El uso de la absorción de dos fotones extremadamente no degenerado es la vía mas optima de aplicar a un dispositivo que cumpla características de alta conmutación.

REFERENCIAS

- Adachi, S. (1985). GaAs, AlAs, and AlxGa1-xAs@B: Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys* 58, pp. R1-R29.
- Chuang, S. L. (2009). "Refractive Index of AlGaAs System". En: *Physics of Photonic Devices*. Segunda edición. New Jersey, Ed Wiley Series in Pure and Applied Optics, 2009. pp. 264-265.
- Colace, L; Masini, G; Altieri, A; Assanto, G. (2006). Waveguide photodetectors for the near-infrared in polycrystalline germanium on silicon. *IEEE Photon. Technol. Lett* 18 (9), pp. 1094-1096.
- Fishman, D. A; Cirloganu, C. M; Webster, S; Padilha, L. A; Monroe, M; Hagan, D. J; Van Stryland, E. W. (2011) Sensitive Mid-Infrared Detection in Wide-Bandgap Semiconductors Using Extreme Non-Degenerate Two Photon Absorption. *Nat Photonics* 5, pp. 561-565.

- Ren, S; Rong, Y; Claussen, S.A; Schaevitz, R.K; Kamins, T.I; Harris, J.S; Miller, D. A. B. (2011). Thin dielectric spacer for the monolithic integration of bulk germanium or germanium quantum wells with silicon-on-insulator waveguides. *IEEE Photon. J* 3 (4), pp. 739-747.
- Pattanaik, H. S; Reichert, M; Khurgin, J. B; Hagan, D. J; Van Stryland, E. W. (2016). Enhancement of Two-Photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Non-degenerate Photon Pairs. *IEEE J Quantum Elect* 52.
- Villeneuve, A; Kang, J. U; Aitchison, J. S; Stegeman, G. I. (1995). Unity ratio of cross to self-phase modulation in bulk AlGaAs and AlGaAs/GaAs multiple quantum well waveguides at half the band gap. *App. Phy. Lett* 67, pp. 760-762.
- Wagner, S. J; Meier, J; Helmy, A. S; Aitchison, J. S; Sorel, M; Hutchings, D. C. (2007) Polarization-dependent nonlinear refraction and two-photon absorption in GaAs/AlAs superlattice waveguides below the half-bandgap, *J. Opt. Soc. Am. B* 24, pp. 1557-1563.
- Xia, C; Spector, H.N. (2009). Nonlinear Franz-Keldysh effect: Two photon absorption in semiconducting quantum wires and quantum boxes. *Journal of Applied Physics* 106(124302), pp. 1-6.

**PARA CITAR ESTE ARTÍCULO /
TO REFERENCE THIS ARTICLE /
PARA CITAR ESTE ARTIGO /**

Álvarez Ocampo, C.A. (2017). Absorción de dos fotones en pozos cuánticos formados con GaAs dopado con Aluminio. *Revista EIA*, 14(28), julio-diciembre, pp. 77-83. [Online]. Disponible en: <https://doi.org/10.24050/reia.v14i28.1128>

Effects of geometry and doping level on dispersion and spectrum in GaAs/AlGaAs quantum well waveguide for the near-IR region

Rodrigo Acuna Herrera* and C. A. Alvarez Ocampo[†]

*Escuela de Física, Universidad Nacional de Colombia — Medellín,
A.A. 3840, Medellín, Colombia*

*racuna@unal.edu.co

[†]caaalvarezoc@unal.edu.co

Received 11 November 2016

Accepted 10 August 2017

Published 4 September 2017

In this work, we study numerically the optical nonlinear pulse propagation in a multiple quantum well waveguide made of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. We show that this type of structure can have great potential as a supercontinuum (SC) source which could be integrated to a photonic circuit, due to its small size. We show that manipulating the geometry and the Al mole fraction x of the structure, the dispersion and nonlinear coefficient parameters can be controlled.

Keywords: Nonlinear optics; ultrafast pulse propagation; semiconductor materials.

1. Introduction

Semiconductors are shown to be an excellent option to design ultrafast devices because of their photonic switching properties.^{1,2} Specifically, semiconductors made of aluminum gallium arsenide (AlGaAs) have been extensively used in several industries as they offer many advantages such as advanced manufacturing techniques, ease of optical device integration and high quality waveguide fabrication.³ Additionally, both numerical and experimental analysis have been widely carried out to characterize and optimize the lineal and nonlinear optical properties of AlGaAs.^{4,6}

Semiconductor structures have found applications in the field of photo-detectors and light sources, of particular interest is the use of a two-photon to characterize the pulses produced by mode-locked quantum cascade lasers.^{5,7} Some of these devices can be made out of multiple quantum well (MQW) structures since in this kind of structure charged particles are confined in layers as a consequence of the difference in bandgaps between external layers, which creates interesting nonlinear optical effects that can be easily studied in real devices and simulations alike.^{1,9} An MQW structure

*Corresponding author.

typically consists of an array of thin layers with a difference in bandgaps, creating barriers and free carrier charges, this layer pattern repeats somewhere between 30 and 80 times for a total width of around $0.5 \mu\text{m}$.^{4,10} Some semiconductors, like those made of Ga–As, exhibit high nonlinear refractive index and can be doped in order to control such index and get a dynamic operating wavelength range, this is especially useful to generate certain nonlinear phenomena like (SC).^{11,12}

The main focus of this work is to numerically study the optical nonlinear pulse propagation in an MQW waveguide made of doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, where x is the doping fraction, this type of structure can be used to fabricate photodetector since they exhibit high sensitivity and short time response.^{6,8} We show that this type of structure has great potential as a (SC) source, which can be integrated to a photonic circuit because of its small size. We study an MQW structure composed of 40 layers, each measuring 30 nm in width for a total of $1.2 \mu\text{m}$. We focus on wavelength dependent refractive index variations, valid for wavelengths over $1.1 \mu\text{m}$ alike.¹³ Both linear and nonlinear absorption coefficients were disregarded, as the energy bandgap of all involved materials will always be well over the proposed propagation light energy.⁹

2. Pulse Propagation in Quantum Wells

The MQW waveguide under study is shown in Fig. 1, it consists of multiple layers of differently doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, surrounded by a silica cover, and supported by a

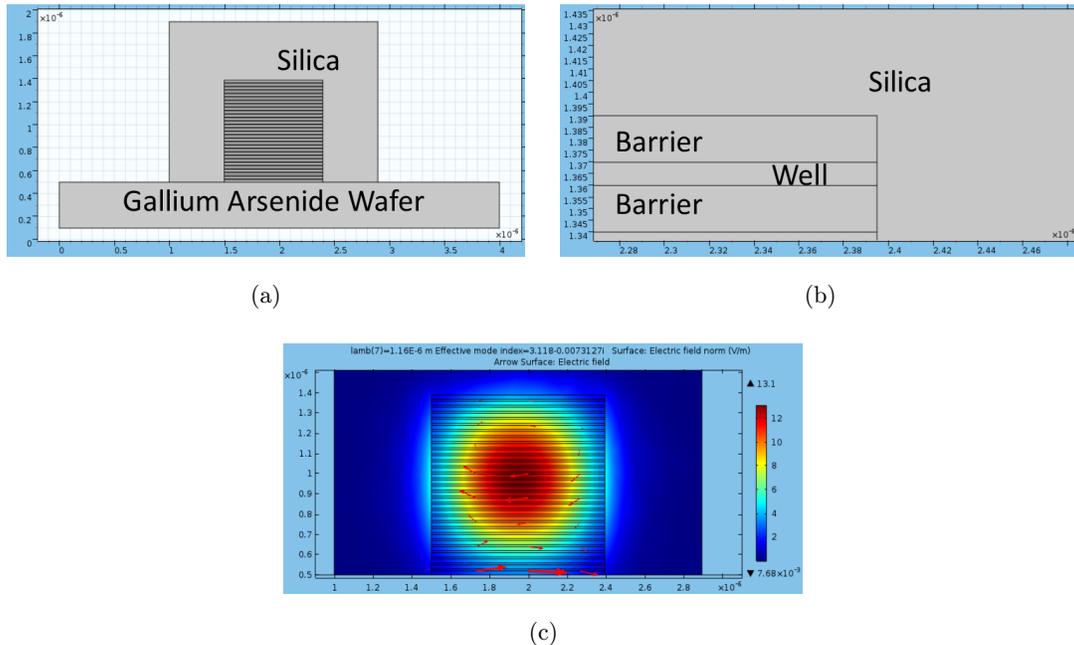


Fig. 1. (a) The schematic illustration of the waveguide structure, (b) the zoomed structure, and (c) the fundamental mode.

gallium arsenide wafer. The linear refractive index of the layer materials are needed to compute the dispersion and nonlinear coefficients. The commercial software COMSOLTM is used to find the fundamental mode of the waveguide (see Fig. 1). The linear refractive index for Al_xGa_{1-x}As is given by⁹

$$n_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} = n_{\text{GaAs}} - 0.45x, \quad (2.1)$$

where

$$n_{\text{GaAs}}^2(\lambda) = 8.95 + \frac{2.054}{1 - \frac{0.39}{\lambda^2}}. \quad (2.2)$$

The refractive index of AlGaAs and many III–V materials¹⁴ can be approximately given by the form

$$n(\omega) \approx \sqrt{\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon_0}}, \quad (2.3)$$

where $\varepsilon'(\omega)$ is the permittivity real part. The imaginary part is negligible for optical energy below the bandgap energy which is the case considered in this work. Then, the refractive index can be calculated from the relation¹⁴

$$\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon_0} \approx A(x) \left\{ f(y) + \frac{1}{2} \left[\frac{E_g(x)}{E_g(x) + \Delta(x)} \right]^{\frac{3}{2}} f(y_{so}) \right\} + B(x), \quad (2.4)$$

$$f(y) = \frac{1}{y^2} [2 - (1+y)^{\frac{1}{2}} - (1-y)^{\frac{1}{2}}], \quad (2.5)$$

$$y = \frac{\hbar\omega}{E_g(x)}, \quad (2.6)$$

$$y_{so} = \frac{\hbar\omega}{E_g(x) + \Delta(x)}. \quad (2.7)$$

Here, $E_g(x)$ is the bandgap energy and $\Delta(x)$ is the spin-orbit splitting energy. The parameters as functions of the aluminum mole fraction x are

$$E_g(x) = 1.424 + 1.266x + 0.26x^2 (\text{eV}), \quad (2.8)$$

$$\delta(x) = 0.24 - 0.5x (\text{eV}), \quad (2.9)$$

$$A(x) = 6.64 + 16.92x (\text{eV}), \quad (2.10)$$

$$B(x) = 9.2 - 9.22x (\text{eV}). \quad (2.11)$$

Equations (2.1) and (2.2) are only valid for wavelengths over 1100 nm.⁹ Since the incidence region of light is a layer pattern of switched aluminum-doped silica and aluminum-doped gallium arsenide, the effective refractive index (n_{eff}) of the fundamental mode is affected by the scaled structure of the waveguide and the

x -fraction. The dispersion can be estimated according to¹⁵

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad (2.12)$$

where c is the light speed in free space and β_2 the second-order dispersion parameter. D is a required parameter to study the nonlinear pulse propagation of any waveguide structure. In addition, the effective area of the propagating mode is also needed for these studies. The effective area can be determined from¹⁶

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy}, \quad (2.13)$$

where $E(x, y)$ is the transverse electric field. Related to A_{eff} , it is defined the nonlinear parameter γ , which quantifies the importance of the nonlinear effects. γ is given by¹⁶

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}. \quad (2.14)$$

n_2 is the nonlinear refractive index of the material. For aluminum-doped gallium arsenide, the average value of n_2 is around $1.1 \times 10^{-17} \text{ W}^{-1} \text{ m}^2$, which is thousand times larger than silica.⁹ This makes it an excellent material array for nonlinear effect generation.¹³

3. Simulation Environment

We simulate our MQW waveguide on COMSOLTM multiphysics environment, which uses the finite element method approach and includes all physics principles related to electromagnetic wave propagation on a waveguide.¹⁷ The main parameters (see Fig. 1) we take into account are

- (i) Geometry: Three different sizes of barriers and wells are analyzed (Fig. 1(b)), these are (i) $d_{\text{barrier}} = 16 \text{ nm}$ and $d_{\text{well}} = 14 \text{ nm}$; (ii) $d_{\text{barrier}} = 20 \text{ nm}$ and $d_{\text{well}} = 10 \text{ nm}$; (iii) $d_{\text{barrier}} = 25 \text{ nm}$ and $d_{\text{well}} = 5 \text{ nm}$. The MQW is surrounded by silica and gallium arsenide substrate.
- (ii) Materials: The refractive index for the MQW is given in (2.1). Additionally, bandgap energy for barriers must be larger than the one from wells to achieve a quantum-well effect. This energy for $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ is¹⁴

$$E_g = 1.424 + 1.266x + 0.26x^2, \quad (3.1)$$

what means that $x_{\text{barrier}} > x_{\text{well}}$. Three different x -fractions are studied, which are (i) $x_1 = x_{\text{barrier}} = 1$, $x_2 = x_{\text{well}} = 0.3$. (ii) $x_1 = 0.7$, $x_2 = 0.3$. (iii) $x_1 = 0.4$, $x_2 = 0.3$. In order to neglect the linear absorption effect, the following condition

must be satisfied:

$$E_{g\text{-well}} = 1.424 + 1.266(0.3) + 0.26(0.3)^2 = 1.83\text{eV} > \frac{2\pi c\hbar}{\lambda}. \quad (3.2)$$

- (iii) Discretization: we used the finite element method to our advantage, opting for an extremely fine grid around our MQW array and a coarse grid on the periphery, allowing for higher precision where we most need it.

The simulation environment allows us the selection of a variable number of solutions, requiring a seed refractive index value to run, we found that this seed value is best approximated as the average of both layer materials refractive indices. The input wavelengths were chosen in the 1100–2300 nm range, stepping every 10 nm. This is an important wavelength range for nonlinear applications and telecommunications, since the data transmission throughput of the fiber optic network backbone will need to be significantly increased to keep pace with the demand for digital content.^{1,7} We will see that the MQW array behaves as a birefringent waveguide. Ultra-fast optical pulse propagation is simulated using the vectorial nonlinear Schrödinger equation (NLSE)¹⁸ given by

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_i}{\partial z} - \frac{\alpha_{0,i}}{2} A_i - \frac{\alpha_{2,i}}{2} \frac{|A_i|^2}{A_{\text{eff},i}} A_i - j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j^n \beta_{n,i}}{n!} \frac{\partial^2 A_i}{\partial T^n} \\ = j \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n_{2,i}}{A_{\text{eff},i}} |A_i|^2 + \frac{n_{2x,3-i}}{A_{\text{eff},3-i}} |A_{3-i}|^2 \right) A_i \\ + \frac{j\pi}{\lambda} \frac{n_{2x,3-i}}{A_{\text{eff},i}} (A_{3-i})^2 A_i^* e^{-j(-1)^i \frac{\Delta\beta z}{2}}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

where $i = 1$ stands for the TE-polarization and $i = 2$ stands for the TM-polarization. A_i is the enveloping pulse amplitude. $A_{\text{eff},i}$ is the mode effective area.

$$\begin{aligned} n_{2,\text{TE}} = 3.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}, \quad n_{2,\text{TM}} = 1.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}, \\ \frac{n_{2x,\text{TE}}}{n_{2,\text{TM}}} \approx 0.75, \quad \frac{n_{2x,\text{TM}}}{n_{2,\text{TE}}} \approx 0.43. \end{aligned} \quad (3.4)$$

In Eq. (3.3), the dispersion effects $\beta_{n,i}$ are computed according to the Taylor series expansion

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = \beta_{0,i} + \beta_{1,i}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_{2,i}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \\ \beta_{n,i} = \left(\frac{d^n \beta_i}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad \beta_i(\omega) = n_{\text{eff},i}(\omega)k_0. \end{aligned} \quad (3.5)$$

4. Results

First, dispersion and effective modal area are calculated for a single geometry but three different x molar fractions. The other two geometries mentioned in Sec. 3 are not plotted in Fig. 2 because we found they have very similar behaviors. We see the

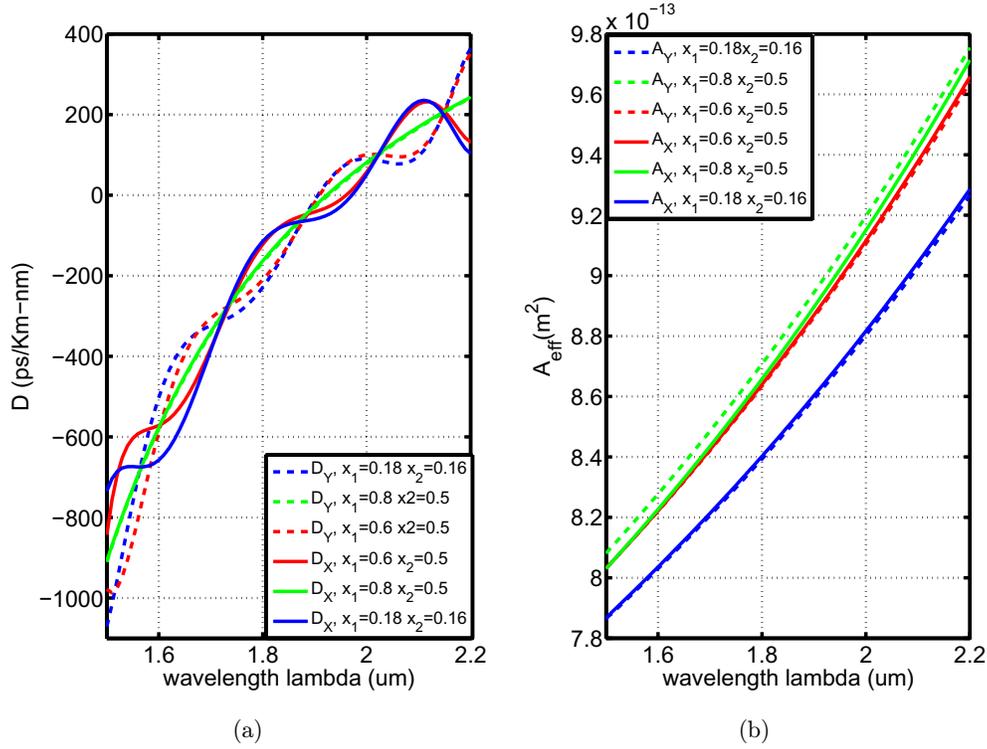


Fig. 2. (a) Dispersion and (b) effective modal area obtained for $d_{\text{barrier}} = 16$ nm and $d_{\text{well}} = 14$ nm; and three x doped fractions, they are: $x_1 = x_{\text{barrier}} = 0.18$ and $x_2 = x_{\text{well}} = 0.16$; $x_1 = 0.8$ and $x_2 = 0.5$; $x_1 = 0.6$ and $x_2 = 0.5$. x corresponds to TE polarization and y for TM.

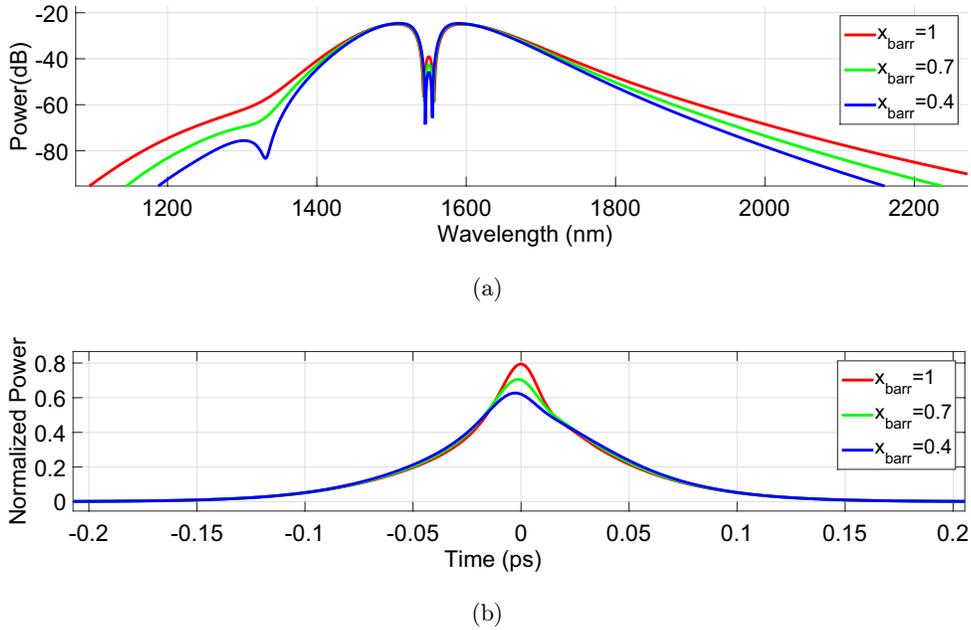
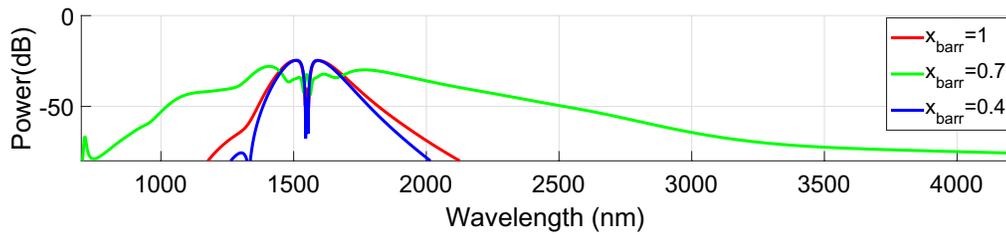
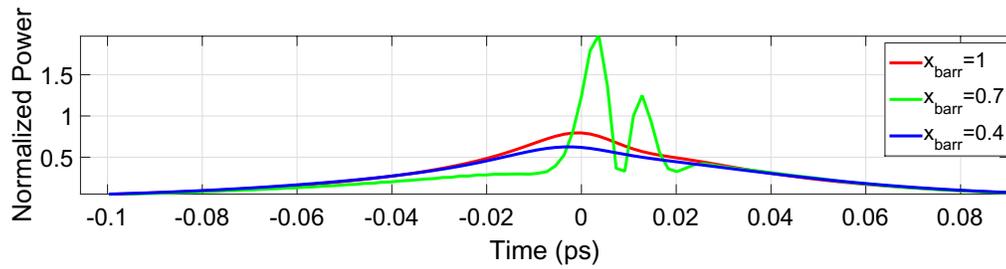


Fig. 3. Spectral and time pulse evolution for TE polarization with three aluminum mole fraction in the barrier and well width $d_{\text{well}} = 5$ nm.

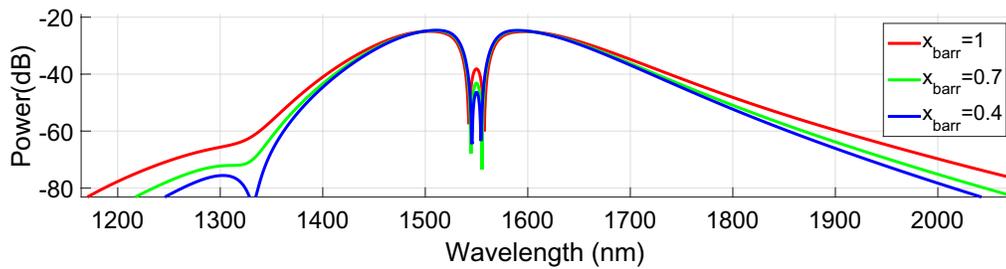


(a)

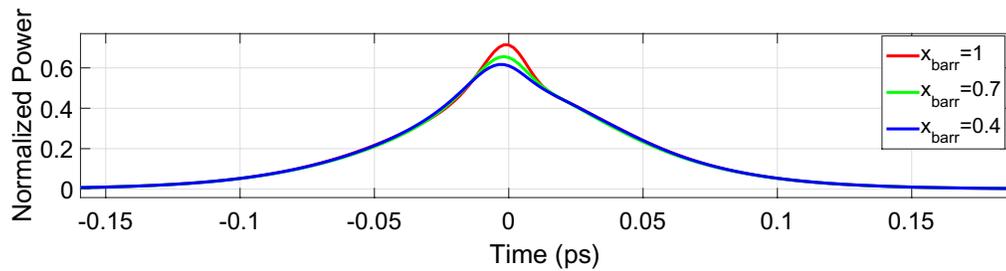


(b)

Fig. 4. Spectral and time pulse evolution for TE polarization with three aluminum mole fraction in the barrier and well width $d_{\text{well}} = 10$ nm.



(a)



(b)

Fig. 5. Spectral and time pulse evolution for TE polarization with three aluminum mole fraction in the barrier and well width $d_{\text{well}} = 14$ nm.

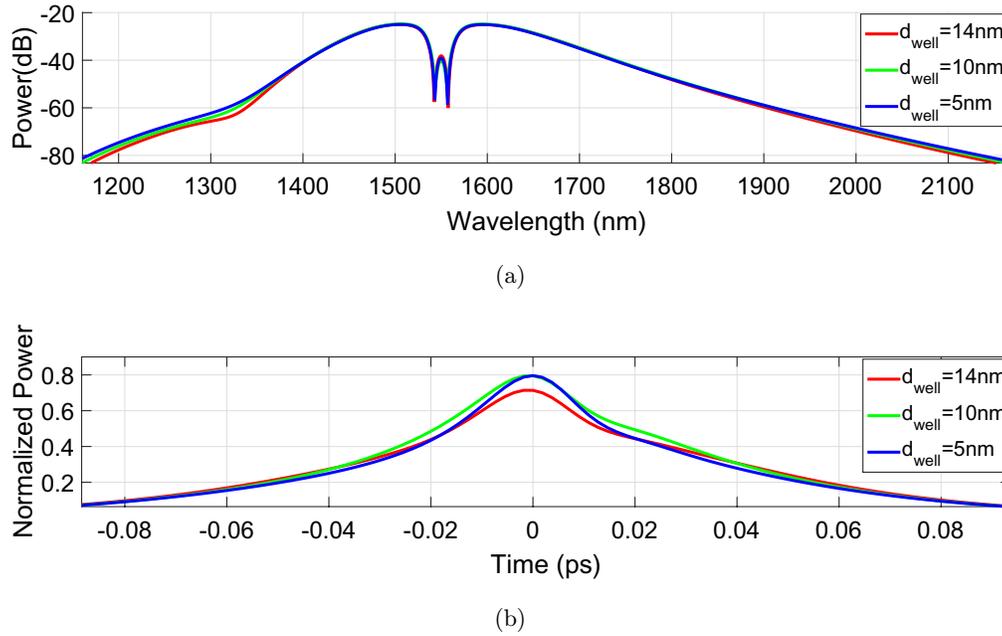


Fig. 6. Spectral and time pulse evolution for TE polarization for aluminum mole fraction of 1 in barrier.

effective area is significantly small, showing promise for nonlinear effects centered at 1550 nm wavelength, ensuring negative dispersion what facilitates the generation of solitonic propagation. In addition, the MQW waveguide presents high intrinsic birefringence, along 0.11 and 4.1×10^{-3} , which implies a strong decoupling between polarization axes.

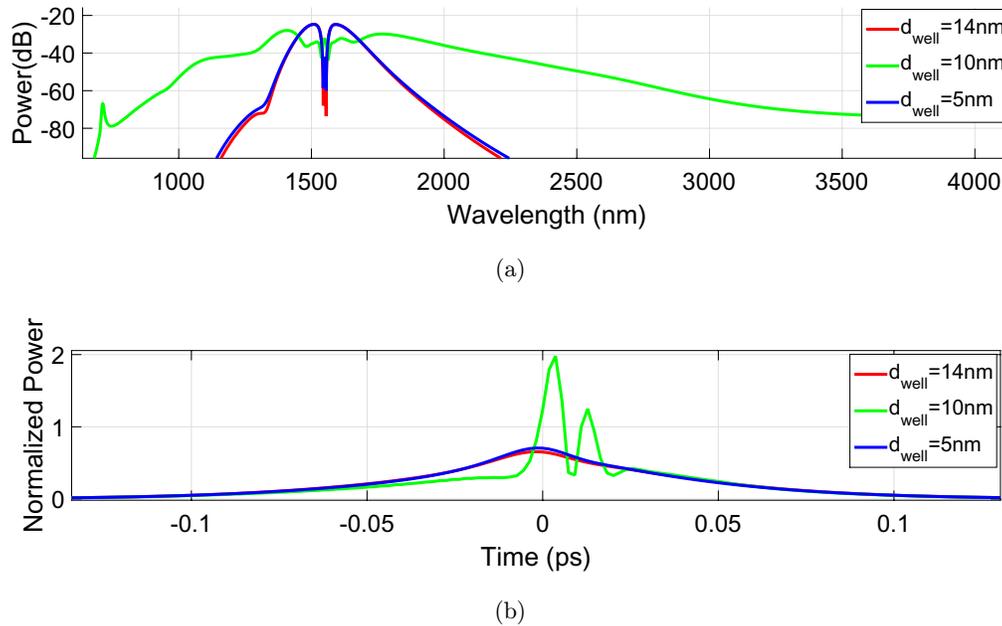


Fig. 7. Spectral and time pulse evolution for TE polarization for aluminum mole fraction of 0.7 in barrier.

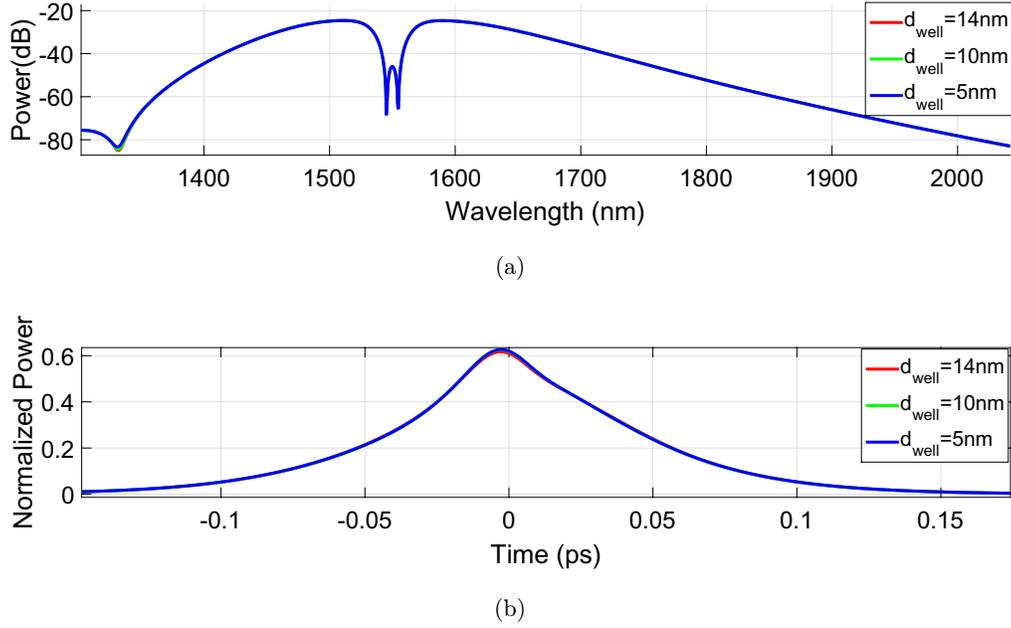


Fig. 8. Spectral and time pulse evolution for TE polarization for aluminum mole fraction of 0.4 in barrier.

To solve Eq. (3.3), we set the initial pulse width at $T_0 = 100$ fs, the peak power at $P_0 = 50$ W and used a waveguide length of $500 \mu\text{m}$. In Fig. 3, we can appreciate how the nonlinear optical pulse comes out spectrally expanded due to the high confinement effects present in the waveguide for $d_{\text{barrier}} = 25$ nm, $d_{\text{well}} = 5$ nm, $x_1 = 0.8$, and three aluminum mole fraction in the barrier.

From Figs. 4–8, we observe the spectral broadening given for two different structures and molar fractions. We can appreciate how the geometry and molar fraction can broaden significantly the spectral response (SC generation) up to mid-infrared with low initial peak power. This is an important fact since this structure can be used to design lasers in the mid-infrared region, which would be completely integrable with nano-phonic devices because of the small size of the MQW.

5. Conclusion

We have proven that the proposed MQW structure manifests highly nonlinear phenomena at considerably lower peak power and smaller propagation distance, becoming a practical setup to get this kind of effects on small-scale devices. One noticeable nonlinear effect obtained is that the spectrum hugely broadens and can easily be controlled by the Al molar fraction, what makes the structure a great source of SC.

Acknowledgments

The authors acknowledge support from the Direccion de Investigacion-Medellin (DIME) at Universidad Nacional de Colombia for this publication (Grant Nos. 32150 and 29900).

References

1. N. Stevens, D. Samaroo and D. L. Akins, Nonlinear optical switching properties of dye-doped inorganic/organic nanocomposite lms, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **26** (2017) 1750015-1.
2. A. Liu, H. Rong and M. Paniccia, Net optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated Raman scattering, *Opt. Exp.* **18** (2004) 4261.
3. J. S. Blakemore, Mid-infrared dispersion of the refractive index of and reflectivity for GaAs, *J. Appl. Phys.* **62** (1987) 4528.
4. M. Solaiman, Nonlinear optical absorption of a two electron GaN/AlN constant total effective radius multi-shells quantum rings, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **23** (2014) 1450050-1.
5. H. C. Liu and E. Dupont and M. Ershov, Nonlinear quantum well infrared photodetector, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **11** (2002) 433.
6. M. Wichtowski, A. Ziolkowski, E. Weinert-Raczka, B. Jablonski and W. Karwecki, Influence of nonlinear electron mobility on response time in photorefractive semiconductor quantum wells, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **21** (2012) 1250050-1.
7. P. S. Menon, K. Kandiah, J. S. Mandeep, S. Shaari and P. R. Apte, Near field and far field effects in the taguchi-optimized design of an inp/gaas-based double wafer-fused mqw long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **21** (2012) 1250006-1.
8. B. Jablonski, Impact of donor compensation ratio on photorefractive twowave mixing dynamics in multiple quantum wells structures, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **23** (2014) 1450029-1.
9. C. M. Staus, T. F. Kuech and L. McCaughan, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ nested waveguide heterostructures for continuously phase-matched terahertz difference frequency generation, *Opt. Exp.* **18** (2010) 2332.
10. A. K. Okyay, R. K. Schaevitz, Y. Kuo and D. A. B. Miller, GeSiGe Quantum-Well Waveguide Photodetectors on Silicon for the Near-Infrared, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19** (1985) 1631.
11. A. Villeneuve, J. U. Kang, J. S. Aitchison and G. I. Stegeman, Unity ratio of cross to selfphase modulation in bulk AlGaAs and AlGaAs/GaAs multiple quantum well waveguides at half the band gap, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 760.
12. G. P. Agrawal, Supercontinuum generation, in *Nonlinear Fiber Optics*, 5th edn. (Academic Press, Oxford, 2013), pp. 556–590.
13. Gh. Solookinejad, M. Panahi, E. A. Sangachin and S. H. Asadpour, Spin coherence control of optical bistability via light hole transition in multiple quantum well waveguide embedded in a dielectric medium, *J. Nonlinear Opt. Phys.* **25** (2016) 1650035-1.
14. S. L. Chuang, Refractive index of AlGaAs system, in physics of photonic devices, ed. G. Boreman, *Wiley Series in Pure and Applied Optics*, 2nd edn. (Wiley, New Jersey, 2009), pp. 264–265.
15. G. P. Agrawal, Chromatic dispersion, in *Nonlinear Fiber Optics*, 5th edn. (Academic Press, Oxford, 2013), pp. 6–11.
16. G. P. Agrawal, Pulse propagation in fibers, in *Nonlinear Fiber Optics*, 5th edn. (Academic Press, Oxford, 2013), pp. 27–52.
17. A. Yariv, The propagation of optical beams in homogeneous and lenslike media, in *Quantum Electronics*, 3rd edn. (Wiley, USA, 1989), pp. 264–271.
18. S. J. Wagner, J. Meier, A. S. Helmy, J. S. Aitchison, M. Sorel and D. C. Hutchings, Polarization-dependent nonlinear refraction and two-photon absorption in *GaAs/AlAs* superlattice waveguides below the half-bandgap, *J. Opt. Soc. Am. B.* **24** (2007) 1557.

Nondegenerate Two Photon Carrier Generation in Multiple Quantum Well for Telecommunication Band

C. A. Alvarez Ocampo

R. Acuna Herrera

OSA members

*Departamento de Fisica, Universidad de Nacional de Colombia-Medelln
caaalvarezoc@unal.edu.co*

Abstract:

We study numerically the Two Photon Carrier Generation (TPCG) in Multiple Quantum Well (MQW) made of $Al_xGa_{1-x}As$ for the c-band in telecommunication via Nondegenerate Two Photon Absorption (ND2PA), show how the mole fraction x and probe wavelength influence the TPCG.

OCIS codes: 040.4200, 040.5160, 190.4180, 190.4360, 190.7110.

1. Introduction

Semiconductors are shown to be an excellent option to design ultrafast devices because of their photonic switching properties [1, 2]. Specifically, semiconductors made of Aluminum Gallium Arsenide ($Al_xGa_{1-x}As$) have been extensively used in several industries as they offer many advantages such as advanced manufacturing techniques, ease of optical device integration and high quality waveguide fabrication [3]. Additionally, both numerical and experimental analysis have been widely carried out to characterize the lineal and nonlinear optical properties of $Al_xGa_{1-x}As$ [4]. The main focus of this work is to numerically study the Two Photon Carrier Generation (TPCG) in Multiple Quantum Well (MQW) structure via ND2PA. We show that this type of structure has great potential like nonlinear photo detector [4], which can be integrated to a photonic circuit because of its small size. We study a MQW structure with area of $1.44 \mu m^2$, 1550 nm is used as a pump wavelength, the mole fraction x is varied from 0.0 to 0.9. We focus on probe wavelength which energy is below the direct band gap in the linear regimen, lineal absorption coefficients are disregarded [5]. One of the main findings of this work is the creation of a method than optimizing the photo-current in it type of device.

2. Non-Degenerate TPCG in MQW

Teh ND2PA case must satisfy that $\hbar\omega_{probe} + \hbar\omega_{pump} > E_g$, where $E_g = 1.424 + 1.266x + 0.26x^2 (eV)$ for $Al_xGa_{1-x}As$ [5]. The carrier generation can be calculated according to:

$$\frac{dN}{dt} \propto \frac{2\alpha_2(\omega_{probe}; \omega_{pump}) I_{pump} I_{probe}}{\hbar\omega_{probe}} \quad (1)$$

where $\frac{dN}{dt}$ is the carrier generation rate, ω_{probe} and ω_{pump} are the probe and pump frequencies respectively. I_{probe} and I_{pump} are the probe and pump optical intensity respectively. α_2 is the ND2PA coefficient which takes into account the TE or TM polarization for pump and probe optical beams. This coefficient can be found in [1].

3. Results and Discussion

Fig. 1 and 2 show carrier generation rate for TE-TE (probe-pump polarization state) and TM-TM polarization states. Clearly we also see that TM-TM polarization display is a better via for generation of carriers at some specific probe wavelength and '0' aluminum mole fraction x . This could be due to the fact that TM polarization is parallel to the quantum well growth direction and sub-band transitions from valence and conduction.

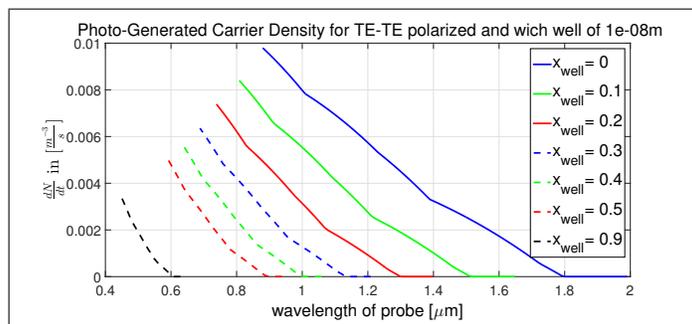


Fig. 1. TPCG with probe and pump TE polarization, pump wavelength is 1550nm.

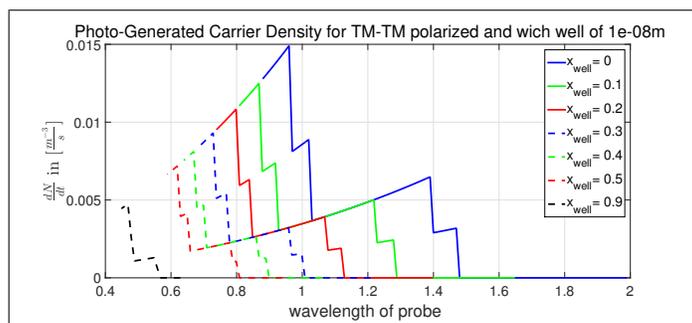


Fig. 2. TPCG with probe and pump TM polarization, pump wavelength is 1550nm.

References

1. H. S. Pattanaik, M. Reichert, J. B. Khurgin, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, "Enhancement of Two-Photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs," *IEEE J QUANTUM ELECT* **52**, (2016)
2. L. Colace, G. Masini, A. Altieri, and G. Assanto, "Waveguide photodetectors for the near-infrared in polycrystalline germanium on silicon", *IEEE Photonic Tech.* **18**, 1094-1096 (2006).
3. A. Villeneuve, J. U. Kang, J. S. Aitchison, and G. I. Stegeman, "Unity ratio of cross to selfphase modulation in bulk AlGaAs and AlGaAs/GaAs multiple quantum well waveguides at half the band gap," *App. Phy. Lett.* 760-762, (1995).
4. S. J. Wagner, J. Meier, A. S. Helmy, J. S. Aitchison, M. Sorel, and D. C. Hutchings, "Polarization-dependent nonlinear refraction and two-photon absorption in *GaAs/AlAs* superlattice waveguides below the half-bandgap," *J. Opt. Soc. Am. B.* **24**, 1557-1563, (2007).
5. S. L. Chuang, *Refractive Index of AlGaAs System*, "Physics of Photonic Devices," eds. G. Boreman, Wiley Series in Pure and Applied Optics, 2nd edn. (Wiley, New Jersey, 2009), pp. 264-265.

Study of Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber Infiltrated with Carbon Disulfide Using Super-Mode Theory

Natalia Munera Ortiz, Carlos A. Alvarez, and Rodrigo Acuna Herrera
Escuela de Fisica, Universidad Nacional de Colombia - Medellin, A.A 3840, Medellin,
Colombia;

ABSTRACT

The supercontinuum (SC) generation has found numerous applications in spectroscopy, pulse compression and design of tunable ultrafast femtosecond laser sources, some improvement has been done in many fields. Since carbon disulfide (CS_2) has highly nonlinear characteristics, this makes it a good candidate for achieving an infrared broadband source. In this work, we implemented numerical simulations of propagating ultra-fast optical pulses through a photonic crystal fiber (PCF) with two infiltrated holes using CS_2 . Based on supermodes theory, we calculate dispersion and nonlinear parameters in order to study the SC generation characteristic of the infiltrated PCF.

Keywords: Supercontinuum generation (SC), Carbon disulfide (CS_2), Photonic Crystal Fiber (PCF).

1. INTRODUCTION

To study nonlinear mode coupling usually is necessary to compute the coupling coefficient which requires high numerical effort.^{1,2} The supermode theory offers an alternative more efficient because it is not necessary the calculation of the coupling coefficient.³ Therefore, numerical computation is faster and easier. To use the supermode theory, it is known that the intermodal dispersion arises from the fact that a directional coupler is actually a bimodal structure which is able to support two normal modes: symmetric (even mode) and antisymmetric (odd mode), commonly named supermodes.³

In this work we present the theory of nonlinear supermode pulse propagation in a PCF, followed by numerical simulation of two different cases of two infiltrated holes with CS_2 .

2. NONLINEAR SUPER-MODE PROPAGATION IN PCF

When the optical power in a directional coupler is high enough, the nonlinearity effects become important. Then, power switching between two fiber cores becomes nonlinearity dependent. We used the supermode theory to analyze the nonlinear pulse propagation coupling in the generation of supercontinuum. In the coupler, the total electric field can be written as a superposition of the even (+) and odd (-) supermodes.⁴ That is:

$$E(x, y, z, t) = E_+ + E_- = A_+(z, t)\psi_+(x, y)\exp(i\beta_+z) + A_-(z, t)\psi_-(x, y)\exp(i\beta_-z), \quad (1)$$

where $A_+(z, t)$ and $A_-(z, t)$ are the slowly varying envelopes, $\psi_+(x, y)$ and $\psi_-(x, y)$ are the normalized mode fields, and β_+ and β_- are the propagation wavenumber for even (+) and odd (-) supermodes.

The nonlinear polarization equation in a coupler⁵ can be written

$$P^{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left[\left(|E_+|^2 + 2|E_-|^2 + \frac{E_+^* E_-^2}{E_+} \right) E_+ + \left(|E_-|^2 + 2|E_+|^2 + \frac{E_-^* E_+^2}{E_-} \right) E_- \right], \quad (2)$$

Further author information: (Send correspondence to Natalia Munera Ortiz)
Natalia Munera Ortiz: E-mail: nmunera@unal.edu.co.

where ε_0 is the vacuum permittivity, $\chi^{(3)}$ is the third order susceptibility. Most of the time, the nonlinear changes in the refractive index in a directional coupler does not change significantly the cross-sectional distributions of the mode fields (only the phases of the waves is affected). The function of the nonlinear coupler can still be described by the beating between the even and the odd modes of the structure as in the linear case but with the difference of the refractive index seen by one supermode is modified by the intensity in the other mode through the nonlinearity. The propagation equations for the two normal supermodes become

$$i \left(\frac{\partial A_+}{\partial z} + \beta_{1+} \frac{\partial A_+}{\partial T} \right) - \frac{\beta_{2+}}{2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial T^2} + \frac{\beta_{3+}}{6} \frac{\partial^3 A_+}{\partial T^3} + \dots + \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \alpha \left[(|A_+|^2 + 2|A_-|^2) A_+ + A_+^* A_-^2 \exp(-i4Cz) \right] = 0, \quad (3)$$

$$i \left(\frac{\partial A_-}{\partial z} + \beta_{1-} \frac{\partial A_-}{\partial T} \right) - \frac{\beta_{2-}}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial T^2} + \frac{\beta_{3-}}{6} \frac{\partial^3 A_-}{\partial T^3} + \dots + \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \alpha \left[(|A_-|^2 + 2|A_+|^2) A_- + A_-^* A_+^2 \exp(i4Cz) \right] = 0, \quad (4)$$

where β_{n+} and β_{n-} are the dispersion order coefficient for even and odd mode respectively, T is the normalized time ($T = t - \frac{\beta_{1+} + \beta_{1-}}{2} z$), n_2 is the CS_2 nonlinear refractive index, λ is the wavelength, $C = \frac{\beta_+ + \beta_-}{2}$ is the coupling coefficient, and α is given by

$$\alpha = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \psi_+^2(x, y) \psi_-^2(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \psi_+^2(x, y) dx dy}. \quad (5)$$

The total electric field in the coupler can be rewritten in terms of the electric fields (E_1, E_2) at the two infiltrated holes as

$$E(x, y, z, t) = E_1 + E_2 = A_1(z, t) \psi_1(x, y) \exp(i\beta_0 z) + A_2(z, t) \psi_2(x, y) \exp(i\beta_0 z). \quad (6)$$

$A_{1,2}$ are the slowly varying envelope for the infiltrated holes 1 and 2, respectively. $A_{+,-}$ can be related to $A_{1,2}$ as follow:

$$A_+ = \frac{1}{2} (A_1 + A_2) \exp(-iCz) \quad A_- = \frac{1}{2} (A_1 - A_2) \exp(iCz). \quad (7)$$

3. PHOTONIC CRYSTAL FIBER (PCF) SIMULATION

We used the Split-Step Fourier method⁶ to solve numerically the equations 3 and 4. Two holes are infiltrated in a PCF with CS_2 (Carbon Disulfide).⁷ Two cases are under study, see figure 1.

The fiber used in our simulations has a core diameter of $2.6\mu m$ and a lattice pitch of $2.7\mu m$, and a length of $1cm$. In figure 1, the darkest holes are filled out with carbon disulfide, and the fiber is pumped with an ultrashort pulse at $1.55\mu m$, initial width $T_0 = 100fs$, initial power $P_0 = 50W$, and the CS_2 nonlinear refractive index $n_2 = 3.1 \times 10^{-19} m^2 W^{-1}$. The nonlinear parameters were numerically calculated for both even and odd supermodes (see Appendix A). The electric field distributions are shown in figure 2.

4. SIMULATION RESULTS

In order to analyze the coupling and the energy transfer between the two infiltrated holes, we set $A_1(0, 0) = P_0$ and $A_2(0, 0) = 0$. In this case, we can see the time and spectral evolution of the initial pulse in the figure 3 for the first case and in the figure 4 for the second case.

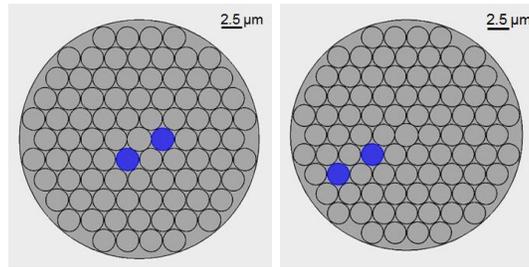


Figure 1. Geometrical scheme of two study cases. At the left side: **First case**, two infiltrated holes near to silica fiber core. At the right side: **Second case**, two infiltrated holes far away of silica fiber core.

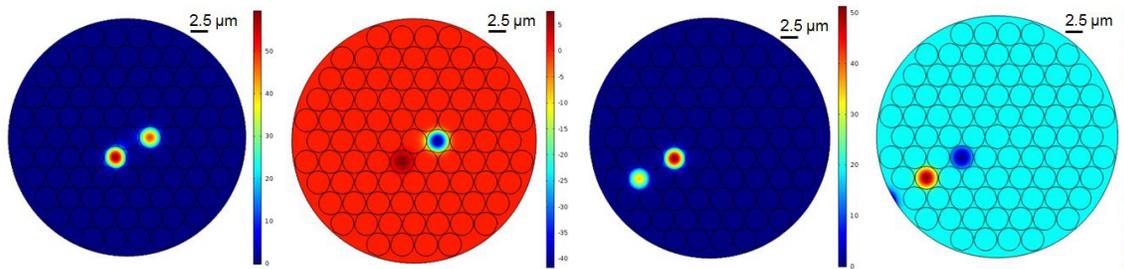


Figure 2. Electric field distribution for the two study cases. First case: even and odd supermodes. Second case: even and odd supermodes, respectively.

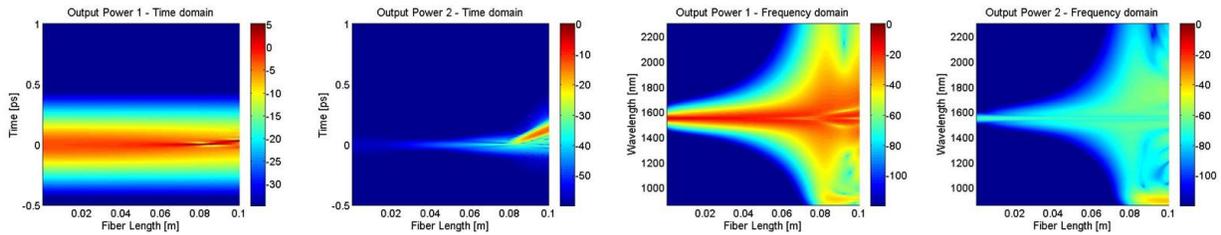


Figure 3. Time evolution and Spectral evolution for case 1.

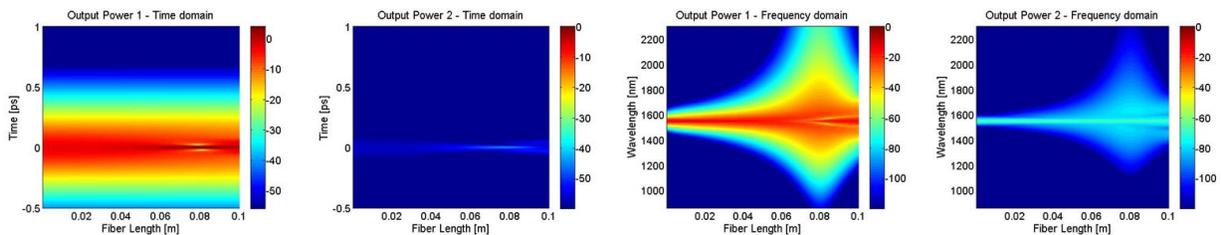


Figure 4. Time evolution and Spectral evolution for case 2.

5. CONCLUSIONS

According to figures 3 and 4, we can see that the optical power transfer between the two fiber holes can be described by the beating between the even and odd (antisymmetric field distribution) supermodes and the coupling efficiency between CS_2 infiltrated holes is higher when they have a propagation medium around and close to them. Finally, we have shown that the supermode methodology offers a different way to compute nonlinear coupling pulse propagation in fiber optics.

APPENDIX A.

Nonlinear and dispersion coefficients for the PCF infiltrated numerically calculated:

FIRST CASE:

Even: $\gamma_+ = 2.42256 W^{-1}m^{-1}$, $\beta_{2+} = -1.350 \times 10^{-2} ps^2/m$, $\beta_{3+} = 5.678 \times 10^{-5} ps^3/m$, $\beta_{4+} = -2.743 \times 10^{-8} ps^4/m$, $\beta_{5+} = 1.376 \times 10^{-11} ps^5/m$, $\beta_{6+} = 2.134 \times 10^{-14} ps^6/m$, $\beta_{7+} = -5.145 \times 10^{-17} ps^7/m$, $\beta_{8+} = 4.282 \times 10^{-20} ps^8/m$, $\beta_{9+} = -1.631 \times 10^{-23} ps^9/m$

Odd: $\gamma_- = 2.42359 W^{-1}m^{-1}$, $\beta_{2-} = -1.462 \times 10^{-2} ps^2/m$, $\beta_{3-} = 6.021 \times 10^{-5} ps^3/m$, $\beta_{4-} = -3.571 \times 10^{-8} ps^4/m$, $\beta_{5-} = 2.520 \times 10^{-11} ps^5/m$, $\beta_{6-} = 1.594 \times 10^{-14} ps^6/m$, $\beta_{7-} = -5.612 \times 10^{-17} ps^7/m$, $\beta_{8-} = 4.987 \times 10^{-20} ps^8/m$, $\beta_{9-} = -1.951 \times 10^{-23} ps^9/m$

SECOND CASE:

Even: $\gamma_+ = 1.90344 W^{-1}m^{-1}$, $\beta_{2+} = -2.821 \times 10^{-2} ps^2/m$, $\beta_{3+} = 7.369 \times 10^{-5} ps^3/m$, $\beta_{4+} = -5.183 \times 10^{-8} ps^4/m$, $\beta_{5+} = 4.390 \times 10^{-11} ps^5/m$, $\beta_{6+} = 9.051 \times 10^{-15} ps^6/m$, $\beta_{7+} = -6.811 \times 10^{-17} ps^7/m$, $\beta_{8+} = 6.548 \times 10^{-20} ps^8/m$, $\beta_{9+} = -2.647 \times 10^{-23} ps^9/m$

Odd: $\gamma_- = 1.90344 W^{-1}m^{-1}$, $\beta_{2-} = -2.846 \times 10^{-2} ps^2/m$, $\beta_{3-} = 7.476 \times 10^{-5} ps^3/m$, $\beta_{4-} = -5.343 \times 10^{-8} ps^4/m$, $\beta_{5-} = 4.407 \times 10^{-11} ps^5/m$, $\beta_{6-} = 1.055 \times 10^{-14} ps^6/m$, $\beta_{7-} = -6.914 \times 10^{-17} ps^7/m$, $\beta_{8-} = 6.537 \times 10^{-20} ps^8/m$, $\beta_{9-} = -2.619 \times 10^{-23} ps^9/m$

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge support from the Direccion de Investigacion-Medellin (DIME) at Universidad Nacional de Colombia for this work (Grant Nos. 18087, 25421 and 20876).

REFERENCES

- [1] Agrawal, G. P., [*Applications of Nonlinear Fiber Optics*], Academic Press, Rochester, NY, second edi ed. (2008).
- [2] Kutz, J., Eggleton, B., Stark, J., and Slusher, R., "Nonlinear pulse propagation in long-period fiber gratings: theory and experiment," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3** (1997).
- [3] Chiang, K. S., "Propagation of short optical pulses in directional couplers with Kerr nonlinearity," *Journal of the Optical Society of America B* **14**, 1437 (June 1997).
- [4] Chuang, S. L., [*Physics of Photonic Devices*], John Wiley & Sons, Inc, New York, second edi ed. (2009).
- [5] Silberberg, Y. and Stegeman, G. I., "Nonlinear coupling of waveguide modes," *Applied Physics Letters* **50**(13), 801 (1987).
- [6] Agrawal, G. P., [*Nonlinear fiber optics*], Academic Press, Rochester, NY, fifth edit ed. (2013).
- [7] Zhang, R., Teipel, J., and Giessen, H., "Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for super-continuum generation," *Optics Express* **14**(15), 6800 (2006).

Liquid-Core Photonic Crystal Fiber for Supercontinuum Generation Based on Hybrid Soliton Dynamics

1st Natalia Munera

Escuela de Fisica

Universidad Nacional de Colombia, Medellin

Medellin, Colombia

nmunera@unal.edu.co

2nd Sebastian Vergara

Escuela de Fisica

Universidad Nacional de Colombia, Medellin

Medellin, Colombia

severgarapa@unal.edu.co

3rd Carlos A. Alvarez

Escuela de Fisica

Universidad Nacional de Colombia, Medellin

Medellin, Colombia

caaalvarezoc@unal.edu.co

4th Rodrigo Acuna Herrera

Escuela de Fisica

Universidad Nacional de Colombia, Medellin

Medellin, Colombia

racuna@unal.edu.co

Abstract—We present a detailed study of the nonlinear pulse propagation in a commercial hollow-core photonic crystal fiber (PCF), whose core was infiltrated with carbon disulfide (CS₂), an organic solvent with high nonlinear properties useful to increase the performance of the supercontinuum generation (SCG) in terms of the bandwidth centered at the telecom range. We included the recently CS₂ response function measured by Reichert *et al* [1] which gives rise to a new so-called hybrid soliton due to the slow response of the material [2]. We also study the dependence of SCG on several input parameters such as pulse width, energy, and length of the liquid-core PCF (LCPCF). The zero dispersion wavelength was numerically found around 1.86 μm for this geometry. In this sense, the pump wavelength was chosen to be around 1.95 μm in order to ensure propagation in the anomalous dispersion regime.

Index Terms—Liquid-core photonic crystal fiber (LCPCF), supercontinuum generation, hybrid soliton, carbon disulfide (CS₂).

I. INTRODUCTION

Generation of new optical frequencies has been attracting attention since the laser invention in 1960's. Particularly, supercontinuum generation, which covers a broadband spectrum [1], has been widely studied due to its importance in applications such as spectroscopy, where tunable pulsed laser sources are used for materials characterization, and telecommunications, where the multiple wavelengths can be beneficial for multiplexing purposes. Our interest is focused on the enhancement of SCG by means of increasing the nonlinear parameters. Thus, the use of PCF is a good choice due to its high refractive index contrast and small core diameter which allow us to obtain a higher nonlinear parameter in comparison with standard fibers. Although it is possible to excite easily nonlinear effects and obtain higher responses with less input power, silica itself is limited. On the other hand,

using a hollow-core PCF infiltrated with a different material with higher nonlinear properties like carbon disulfide (CS₂) can improve the nonlinear effects for SCG, this kind of fiber is referred to liquid-core photonic crystal fiber (LCPCF). The solvent CS₂ has nonlinear refractive index of two orders of magnitude higher than silica [2] and it is known that the nonlinear susceptibility coefficients in liquids are 10 to 10³ time higher than in solids [1]. The principle mechanism involved in SCG using CS₂-LCPCF are self-phase modulation which is responsible for phase distortion, soliton fission, dispersive wave generation, four wave mixing, Raman scattering [3], self-steepening which is responsible for the distortion in envelope shape. In our case, the SCG is mainly based on soliton propagation where the anomalous dispersion regime for our geometry has been found around 1.95 μm . It is found that soliton fission is one of the principle mechanism to create the broadening of the supercontinuum. A soliton is generated from the phase compensation between the group velocity dispersion (GVD) and the accumulation due to the Kerr effect. The soliton number is given by $N = \sqrt{\gamma_0 P_0 T_0^2 |\beta_2^{-1}|}$, where γ_0 is the nonlinear coefficient, P_0 is the input peak power, T_0 is the input pulse width and β_2 is the second derivative of the propagation constant. Third order dispersion can break the pulse into multiples solitons, phenomenon known as soliton fission, what contribute to the broadening of the SC. In case of liquids, within the Born-Oppenheimer approximation the nonlinear responses have two response: an instantaneous response or bound-electron contribution and a non-instantaneous response due to nuclei response; this nuclei response can be understood as three independent responses: diffusive reorientation, librational response and collision-induced contribution [4], where each contribution has its own time response [5].

In this work, we present a detailed study through simulation of generalized nonlinear Schrödinger equation of the nonlinear pulse propagation in a commercial hollow-core photonic crystal fiber (PCF), whose core was infiltrated with carbon disulfide (CS₂), as shown schematically in the inset of Fig 1. This geometry was reported previously using a similar geometry presented in [3]. However, the response function for the CS₂ measured recently by Reichert *et al.* [4], which gives rise to a new so-called hybrid soliton behavior due to a slow response of the material [5], [7], was not included. Here, we not only take into account this new response function but also study the dependence on several input parameters such as pulse width, energy, and length of the liquid-core PCF (LCPCF). For our particular case (CS₂-LCPCF), the zero dispersion wavelength was found around 1.86 μm (see Fig1). Thus, the pump wavelength is chosen to be around 1.95 μm in order to ensure anomalous dispersion regime propagation.

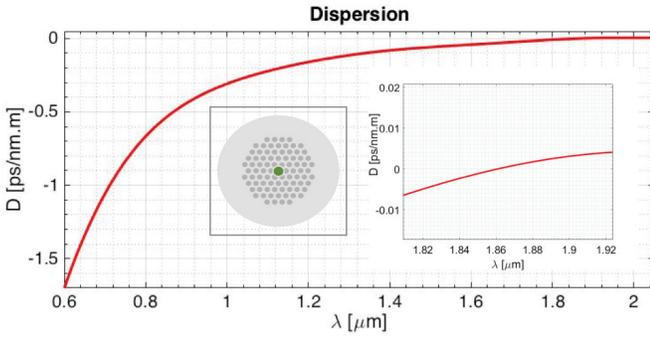


Fig. 1: CS₂-LCPCF dispersion curve. The insets shows the geometrical scheme used in this work and a zoom in for the dispersion curve around the zero dispersion wavelength.

II. SIMULATION PARAMETERS

In order to study the SCG as function of the input parameters we perform simulation to obtain the linear parameters of our systems and the nonlinear propagation of our input pulse to see the evolution through the LCPCF.

A. Linear parameters

We used a finite elements method to obtain the zero dispersion wavelength according with our geometry and the effective mode area, where it was calculated according to [6] using the Sellmeir equation:

$$n_{CS_2}(\lambda) = 1.580826 + 1.52389 \cdot 10^{-2}/\lambda^2 + 4.8578 \cdot 10^{-4}/\lambda^4 - 8.2863 \cdot 10^{-5}/\lambda^6 + 1.4619 \cdot 10^{-5}/\lambda^8 \quad (1)$$

The effective area was calculated according with the relation

$$A_{eff} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}, \quad (2)$$

where $F(x, y)$ is the modal distribution function of the beam in general.

B. Nonlinear parameters

To obtain the nonlinear coefficient γ_0 , we consider the instantaneous and non-instantaneous response in the nonlinear refractive index, where the electronic component was set to 1.6×10^{-19} [5] and the molecular response according to the pulse width at half maximum (T_{FWHM}) [5]. The total nonlinear refractive index is defined as $n_{2,cs_2} = n_{2,el} + n_{2,mol}$, where $n_{2,el}$ is the nonlinear refractive index due to the electronic response of the solvent and $n_{2,mol}$ is the nonlinear refractive index as a consequence of the molecular contribution. γ_0 will be function of pulse width according to the relation:

$$\gamma(\omega_0, T_0) = \frac{\omega_0 n_{2,cs_2}(T_0)}{c A_{eff}}, \quad (3)$$

where ω_0 is the central pump frequency and c is the speed of light.

C. Generalized nonlinear Schrödinger equation

The pulse evolution through the CS₂-LCPCF was simulated by the nonlinear schrödinger equation [6] given by:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\alpha(\omega_0) + i\alpha_1 \frac{\partial}{\partial t} A \right) - i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} = i \left(\gamma(\omega_0) + i\gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_0^{\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt \right), \quad (4)$$

where A is the slowly varying amplitude function. z is the propagation direction. The second term of the left hand side of the equation (4) stand for the losses in the material (not taken into account here) and the third term involve the medium dispersion. The right hand side of the same equation shows the nonlinear terms inside the material as a result of the high intensity pulse propagation. The nonlinear response function $R(t)$ includes both the electronic and nuclear contributions. Assuming that the electronic contribution is nearly instantaneous, the functional form of $R(t)$ can be written as $R(t) = (1 - f_m)\delta(t) + f_m h_R(t)$. Here, the molar fraction f_m is calculated as $f_m = n_{2,mol}/(n_{2,el} + n_{2,mol})$. Equation (4) was solved by the split step method [5] where it was considered up to 10 dispersive orders (see table I). The T_{FWHM} considered in this analysis are 0.1 ps, 0.2 ps, 0.3 ps, 0.4 ps and, 0.5 ps to each pulse width correspond a different molar fraction.

III. RESULTS

A. Supercontinuum as pulse width function

The molecular nonlinear refractive index has a pulse width dependence which implies that the nonlinear parameter (γ_0) have this dependence as well. We performed different simulations for different pulse width to see the SCG bandwidth behavior (shown in Fig.2). Fig 2. a. shows the spectrum after 0.1m of propagation distance, where we can see that for longer pulse widths, wider bandwidth is obtained. In the particular case of $T_0 = 0.1$ ps the spectral broadening was closed to 100 nm, while 1800 nm was obtained for $T_0 = 0.5$ ps, almost the

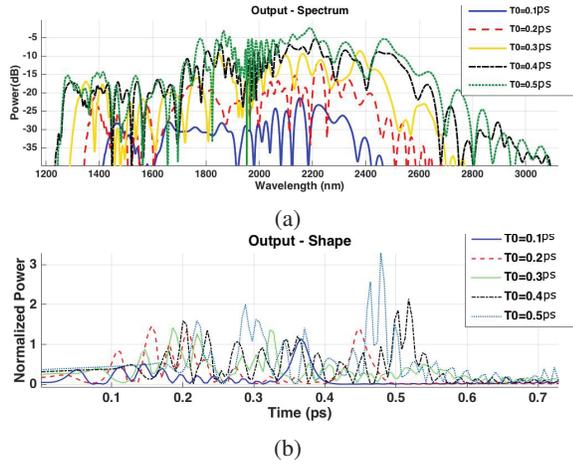


Fig. 2: Simulation results after 0.1 m of propagation distance using different temporal pulse width: 0.1 ps, 0.2 ps, 0.3 ps, 0.4 ps and, 0.5 ps. (a) Output spectrum, (b) Output pulse.

double. At the same time the output power was higher. This is in agreement with what we expected since the nonlinear molecular refractive index has more contribution for longer pulses.

B. Supercontinuum as a function of the peak power input

We also checked the influence of the input peak power on the SCG. It is known that one of the main mechanism for SCG is soliton fission. Thus, if we increase the input peak power we can get higher order of solitons. We performed simulation for an input pulse width of $T_0 = 0.1$ ps using four different peak powers $P_0 = 23, 20$ W, $P_0 = 100$ W, $P_0 = 10$ kW, and $P_0 = 100$ kW which correspond to $N = 1$, $N = 3$, $N = 21$, and $N = 66$, respectively. The propagation distance was set at $d = 0.1$ m. In the Fig.3, we show the peak powers corresponding to $N = 1$ and $N = 3$ which are almost the same and do not have a notable change on their spectrum; the shape are similar to the initial pulse. However for pulses with peak power corresponding to $N = 21$ and $N = 66$ have more spectral broadening, where the main difference between them are the bandwidth and the shape. This can be understood because at higher powers, we will have more solitons that will fission contributing to the creation of new frequencies.

C. supercontinuum as propagation distance function

The next parameter to consider for supercontinuum generation was how the propagation distance influence the bandwidth. We performed a set of simulations for different temporal pulse widths (T_0) and number of solitons. In Fig.4a the initial pulse width was 0.45 ps, for which we obtain a molar fraction of $f_m = 0.85$, peak power of $P_0 = 10$ kW corresponding to $N = 170$, it can be seen how the spectral broadening starts very soon and for a distance of 0.1 m the bandwidth is close to 40 kHz; where 0.1 m correspond to $0.0053L_D$. $L_D = T_0^2 |\beta_2^{-1}|$ is the dispersion length. This fast spectral broadening is due to the high number of solitons.

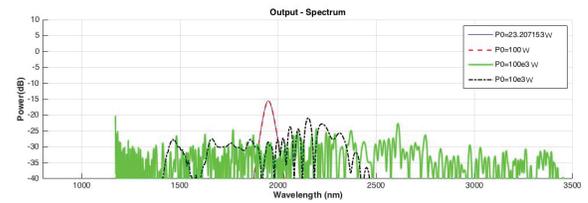


Fig. 3: Spectrum at the output for different input peak powers using a pulse width $T_0 = 0.1$ ps and propagation distance 0.1 m, the higher spectrum broadening correspond to the higher soliton number.

After this, we set $N = 1$, temporal pulse width of 0.1 ps, and peak power of 23.207 W. In Fig.4b is shown how the pulse shape remains unchanged, even though the propagation distance under consideration was about $161.29L_D$. Finally, we studied the behavior for soliton order of $N = 2$ using the same propagation distance for comparison purposes. At this time, the pulse shape have spectral broadening due to the propagation of two solitons which contribute to the creation of new frequencies, however the spectral broadening compared to $N = 170$ is much lower. Even if we change the peak power to generate one soliton and keeping the temporal pulse width of 0.45 ps, no spectral broadening is recorder at 5m distance, which points out that the principal mechanism for SCG is the soliton fission in contrast to the molecular fraction involve in the process.

DISCUSSION

In this paper we presented the temporal and spectral behavior for a hollow-core photonic crystal fiber infiltrated with carbon disulfide with its correct response function, where we study this new behavior and dynamics under different circumstances. We found that the temporal pulse width is an important parameter in the bandwidth, where the non-instantaneous refractive index plays an important role in the improvement of this spectral broadening as was found in the past, however it is important take into account the carbon disulfide response function because it can change the times and distances at which different phenomena occur. we also present how the peak power influences the spectral broadening which is closely related to the number of solitons, identifying soliton fission as main mechanism in this new response function. The propagation distance is another variable under consideration, where we establish that in the distance under consideration with one soliton the spectral broadening was negligibly, but with two solitons the spectral broadening increase with more propagation distance. Concluding so the main mechanism, taking into account the new response function, was soliton fission, where the non-instantaneous response acts increasing the effective non-linear refractive index and the non-linear parameter.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank the support of this research by the Universidad Nacional de Colombia under grant 40833,

REFERENCES

- [1] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 592–594, 1970.
- [2] M. Chemnitz et al., "Hybrid soliton dynamics in liquid-core fibres," *Nat. Commun.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–10, 2017.
- [3] R. Zhang, J. Teipel, and H. Giessen, "Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation," *Opt. Express*, vol. 14, no. 15, p. 6800, 2006.
- [4] R. A. Ganeev, A. I. Rysanyansky, M. Baba, M. Suzuki, N. Ishizawa, M. Turu, S. Sakakibara, and H. Kuroda, "Nonlinear refraction in CS₂," *Appl. Phys. B* 78, 433–438 (2004).
- [5] M. Reichert et al., "Temporal, spectral, and polarization dependence of the nonlinear optical response of carbon disulfide," *Optica*, vol. 1, no. 6, p. 436, Dec. 2014.
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Fifth Edit. Rochester, NY: Academic Press, 2013.
- [7] Zhao, Peng and Reichert, Matthew and Benis, Sepehr and Hagan, David J. and Van Stryland, Eric W., "Temporal and Polarization dependence of the nonlinear optical response of solvents", *Optica*, vol. 5, no. 5, p. 583, May. 2018.

TABLE I: Dispersive terms used in the simulation

Dispersive parameter	
$\beta_{(2)} (ps^2/m)$	−0.010381820088725
$\beta_{(3)} (ps^3/m)$	$3.947834808010180 * 10^{-04}$
$\beta_{(4)} (ps^4/m)$	$-1.185333558903076 * 10^{-06}$
$\beta_{(5)} (ps^5/m)$	$4.818734892992571 * 10^{-09}$
$\beta_{(6)} (ps^6/m)$	$-1.663101220262766 * 10^{-11}$
$\beta_{(7)} (ps^7/m)$	$4.382086148498273 * 10^{-14}$
$\beta_{(8)} (ps^8/m)$	$-7.581647531149060 * 10^{-17}$
$\beta_{(9)} (ps^9/m)$	$6.391966459637023 * 10^{-20}$
$\beta_{(10)} (ps^{10}/m)$	$8.101162901563616 * 10^{-31}$

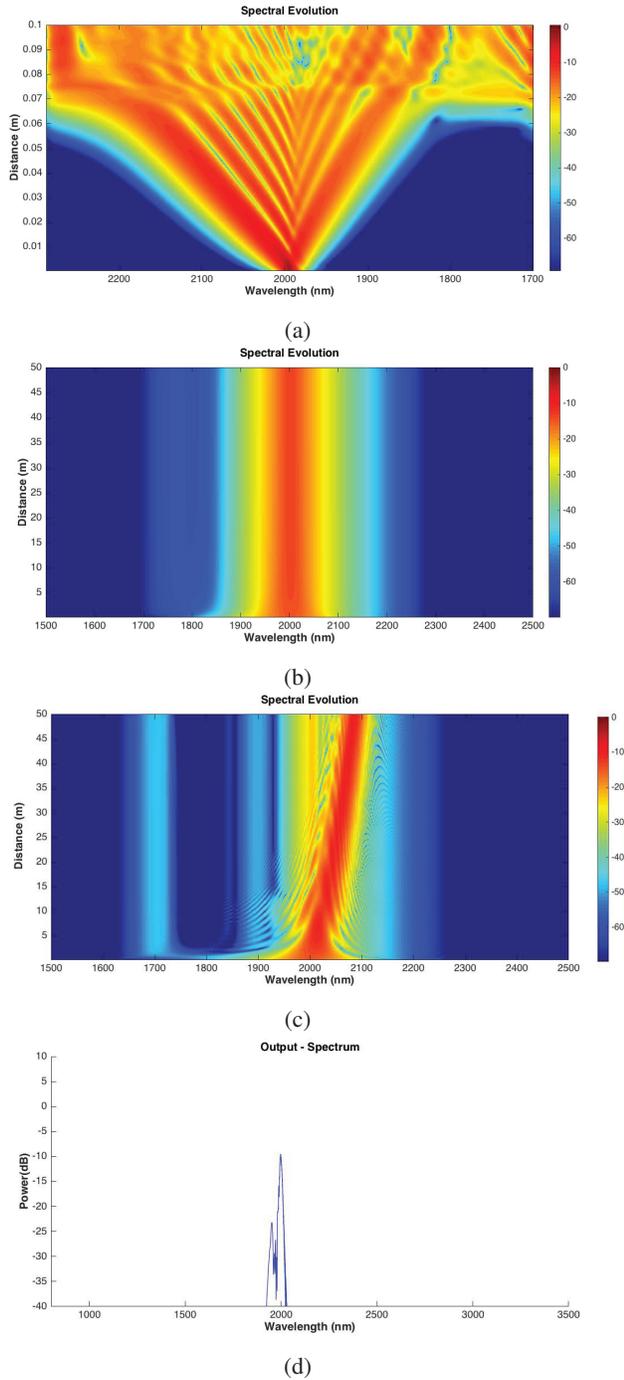


Fig. 4: distance propagation dependence for different number of solitons. (a) 170 solitons, with temporal pulse width 0.45ps and $f_m = 0.85$ and $0.0053L_D$. (b) 1 soliton with temporal pulse width 0.1ps, $f_m = 0.5073$. (c) 2 solitons with temporal pulse width 0.1ps and $f_m = 0.5073$

Bibliografía

- [Agrawal, 2009] Agrawal, G. P. (2009). *Fiber Optic Communication Systems*. New York, 4 edition.
- [Agrawal, 2013] Agrawal, G. P. (2013). *Nonlinear Fiber Optics*. Oxford, 5 edition.
- [Arakawa and Sakaki, 1987] Arakawa, Y. and Sakaki, H. (1987). Radiative recombination coefficient of free carriers in GaAs-AlGaAs quantum wells and its dependence on temperature. *Appl. Phys. Lett*, 50.
- [Arakawa et al., 1985] Arakawa, Y., Sakaki, H., Nishioka, M., and Yoshino, J. (1985). Recombination lifetime of carriers in GaAs-GaAlAs quantum wells near room temperature. *Appl. Phys Lett*, 46:519–521.
- [Asgari et al., 2009] Asgari, A., Ahmadi, E., and Kalafi, M. (2009). Al_xGa_{1-x}N/GaN multi-quantum-well ultraviolet detector based on p-i-n heterostructures. *Microelectronics Journal*, 40(1):104–107.
- [Bathe, 1995] Bathe, K. J. (1995). *Finite Element Procedures*. New York.
- [Boyd, 2008] Boyd, R. W. (2008). *Nonlinear Optics*. third edition.
- [Chemla et al., 1984] Chemla, D., Miller, D., Smith, P., Gossard, A., and Wiegmann, W. (1984). Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20(3):265–275.
- [Cho and Arthur, 1975] Cho, A. and Arthur, J. R. (1975). Molecular Beam Epitaxy. *Prog Solid State CH*, 10:157–191.
- [Chuang, 2009] Chuang, S. L. (2009). *Physics of optoelectronic devices*. New Jersey, second edition.
- [Ciarlet and Lions, 1991] Ciarlet, P. G. and Lions, J. (1991). *Handbook of Numerical Analysis*. Amsterdam North Holland.
- [Cimento, 1971] Cimento, I. L. N. (1971). Two-Photon Absorption in Semiconductors in a Magnetic Field . 6(1967).

- [Dresselhaus, 1966] Dresselhaus, M. S. (1966). Solid State Physics Part II: Optical Properties of Solids. *Proceedings of the International School of Physics*, page 198.
- [Duddley et al., 2006] Duddley, J. M., Genty, G., and Coen, S. (2006). Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of Modern physics*, 78.
- [Fidaner et al., 2007] Fidaner, O., Okyay, A. K., Roth, J. E., Schaevitz, R. K., Kuo, Y. H., Saraswat, K. C., Harris, J. S., and Miller, D. A. B. (2007). Ge-SiGe quantum-well waveguide photodetectors on silicon for the near-infrared. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(20):1631–1633.
- [Fishman et al., 2011a] Fishman, D., Cirloganu, C. M., Webster, S., Padilha, L. A., Monroe, M., Hagan, D., and VanStryland, E. W. (2011a). Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption. *Nat Photonics*, 5:561–565.
- [Fishman et al., 2011b] Fishman, D. a., Cirloganu, C. M., Webster, S., Padilha, L. a., Monroe, M., Hagan, D. J., and Van Stryland, E. W. (2011b). Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption. *Nature Photonics*, 5(9):561–565.
- [Harrison, 2005] Harrison, P. (2005). *Quantum Wells, Wires and Dots, Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures*, volume 133. second edition.
- [Jensen, 1982] Jensen, S. M. (1982). The Nonlinear Coherent Coupler. *IEEE T Microw Theory*, MTT-30:1568–1571.
- [Johnson et al., 2015] Johnson, A. R., Mayer, A. S., Klenner, A., Luke, K., Stranford, E. S., Lamont, M., Okawachi, Y., Wise, F. W., Lipson, M., Keller, U., and Gaeta, A. L. (2015). Coherent Supercontinuum from a Silicon Nitride Waveguide. *Cleo: 2015*, 40(21):SF2D.1.
- [Jones et al., 2005] Jones, R., Rong, H., Liu, A., Fang, A., Paniccia, M., Hak, D., and Cohen, O. (2005). Net continuous wave optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated Raman scattering. *Optics express*, 13(18):519–525.
- [Kam Wa et al., 1985] Kam Wa, P. L., Sitch, J. E., Manson, N. J., Roberts, J. S., and Robson, P. N. (1985). All Optical Multiple-Quantum-Well Waveguide Switch. *Electron Lett*, 21:27–28.
- [Kittel, 1985] Kittel, C. (1985). Introduction to Solid State Physics.
- [Laughton et al., 1994] Laughton, F. R., John. H. Marsh, Barrow, D. A., and Pörtnoi, E. L. (1994). The Two-Photon Absorption Semiconductor Waveguide Autocorrelator. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30:838–845.

- [Levine, 1989] Levine, I. N. (1989). *Química Cuántica*. New York, 5 edition.
- [Liang et al., 1985] Liang, T., Nunes, L., Tsuchiya, M., Abedin, K., Miyazaki, T., Van Thourhout, V., Bogaerts, W., Duon, P., Baets, R., and Tsang, H. (1985). High speed logic gate using two-photon absorption in silicon waveguides. *Optics Communication*, 265:171–174.
- [Liang et al., 2002] Liang, T., Tsang, H., Day, I., Drake, J. and Knights, A., and Asghari, M. (2002). Silicon waveguide two-photon absorption detector at 1.5 μm wavelength for autocorrelation measurements. *Appl Phys Lett*, 81:1323–1325.
- [Liang et al., 2006] Liang, T. K., Nunes, L. R., Tsuchiya, M., Abedin, K. S., Miyazaki, T., Van Thourhout, D., Bogaerts, W., Dumon, P., Baets, R., and Tsang, H. K. (2006). High speed logic gate using two-photon absorption in silicon waveguides. *Optics Communications*, 265(1):171–174.
- [McCray, 2007] McCray, W. P. (2007). MBE Deserves a Place in the History Books. *Nat Nanotechnol*, pages 259–261.
- [Miller and Laboratories, 1996] Miller, D. A. B. and Laboratories, T. B. (1996). Optical Physics of Quantum Wells. *Quantum Dynamics of Simple Systems*, pages 239–266.
- [Neamen, 2003] Neamen, D. A. (2003). *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*. 3 edition.
- [Nielsen et al., 2004] Nielsen, N. C., Kuhl, J., Schaarschmidt, M., Förstner, J., Knorr, A., Koch, S. W., Khitrova, G., Gibbs, H. M., and Giessen, H. (2004). Linear and nonlinear pulse propagation in a multiple-quantum-well photonic crystal. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 70(7):1–10.
- [Pattanaik, 2014] Pattanaik, H. S. (2014). Nondegenerate two-photon absorption in direct-gap semiconductors and its applications. pages 1–25.
- [Pattanaik et al., 2016a] Pattanaik, H. S., Reichert, H. S., Khurgin, J. B., Hagan, D. J., and Van Stryland, E. W. (2016a). Enhancement of Two-Photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs. *IEEE J Quantum Elect*, 52:561–565.
- [Pattanaik et al., 2016b] Pattanaik, H. S., Reichert, M., Khurgin, J. B., Hagan, D. J., and Van Stryland, E. W. (2016b). Enhancement of Two-Photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 52(3).
- [Reichert et al., 2016] Reichert, M., Zhao, P., Pattanaik, H. S., Hagan, D. J., and Van Stryland, E. W. (2016). Nondegenerate two- and three-photon nonlinearities in semiconductors. 9835:98350A.

- [Ren et al., 2012] Ren, S., Rong, Y., Claussen, S. A., Schaevitz, R. K., Kamins, T. I., Harris, J. S., and Miller, D. A. B. (2012). Ge/SiGe quantum well waveguide modulator monolithically integrated with SOI waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(6):461–463.
- [Spector, 1987] Spector, H. N. (1987). Two-photon absorption in semiconducting quantum-well structures. *Physical Review B*, 35(11):5876–5879.
- [Taha and Ablowitz, 1984] Taha, T. and Ablowitz, M. (1984). Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrödinger equation. *Journal of Computational Physics*, 55:203–230.
- [Thourhout et al., 2001] Thourhout, D. V., Doerr, C., Joyner, C., and Pleumeekers, J. (2001). Observation of WDM Crosstalk in Passive Semiconductor Waveguides. *IEEE Photonic Tech*, 12.
- [Tsang et al., 1993] Tsang, H., Snow, P., Day, I., White, I., Pentyl, R., Grant, R., Su, Z., Kennedy, G., and Sibbett, W. (1993). All-optical modulation with ultrafast recovery at low pump energies in passive InGaAs/InGaAsP multiquantum well waveguides. *Appl. Phys. Lett*, 62:1451–1453.
- [Villeneuve et al., 1995a] Villeneuve, A., Kang, J. U., Aitchison, J. S., and Stegeman, G. I. (1995a). Unity ratio of cross- to self-phase modulation in bulk AlGaAs and AlGaAs/GaAs multiple quantum well waveguides at half the band gap. *Applied Physics Letters*, 67(6):760–762.
- [Villeneuve et al., 1995b] Villeneuve, A., Kang, J. U., Aitchison, J. S., and Stegeman, G. I. (1995b). Unity ratio of cross to selfphase modulation in bulk AlGaAs and AlGaAs/GaAs multiple quantum well waveguides at half the band gap. *App. Phy. Lett*, pages 760–762.
- [Wagner, 2006] Wagner, S. J. (2006). The Nonlinear Optical Properties of GaAs/AlAs Superlattice-core Waveguides at Telecommunications Wavelengths.
- [Yariv, 1988] Yariv, A. (1988). *Quantum Electronics*. USA, 3 edition.
- [Zienkiewicz and Taylor, 1994] Zienkiewicz, O. C. and Taylor, R. L. (1994). *El Método de los Elementos Finitos*.