

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica**

**Interruptor fotónico de conexión cruzada basado en el efecto
Stark de confinamiento cuántico autoinducido**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Gerson Torres Miranda

Ensenada, Baja California, México
2021

Tesis defendida por
Gerson Torres Miranda

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Horacio Soto Ortiz
Director de tesis

Dr. Anatoly Khomenko

Dr. Víctor Ruíz Cortés

Dr. Francisco Javier Esparza Hernández



Dr. Israel Rocha Mendoza
Coordinador del Posgrado en óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Gerson Torres Miranda © 2021

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis.

Resumen de la tesis que presenta **Gerson Torres Miranda** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Interruptor fotónico de conexión cruzada basado en el efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido

Resumen aprobado por:

Dr. Horacio Soto Ortiz
Director de tesis

En las redes de telecomunicaciones de banda ancha, mientras que la información se transmite principalmente por fibra óptica, el proceso de conmutación de los paquetes de datos se efectúa en el dominio electrónico. Esto requiere de una conversión óptica-electrónica que limita la velocidad de conmutación de los paquetes, lo que genera un cuello de botella además de un alto consumo de energía. Como solución al problema, se han propuesto diversos conmutadores fotónicos de conexión cruzada (PXC), los cuales ejecutan su operación en el dominio óptico. En este trabajo de tesis se construyó un PXC completamente óptico, basado en un amplificador óptico de semiconductor de pozos cuánticos (MQWSOA). Este conmutador permite seleccionar el puerto de salida de una señal de datos, al modificar su estado de polarización mediante una señal de control de alta potencia, a través del efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido (SIQCSE). El PXC desarrollado no requiere de alimentación eléctrica, es transparente al formato de modulación, utiliza un solo MQWSOA, su tiempo de conmutación es de algunos picosegundos y es compatible con óptica integrada. Para poder implementar el PXC, se desarrollaron dos modelos matemáticos, uno para determinar la posición espectral de las líneas de absorción excitónicas del MQWSOA empleado, las cuales se desplazan con el SIQCSE, y otro para estimar el tiempo de respuesta del conmutador. Además, se determinaron experimentalmente los parámetros que permiten la operación óptima del PXC. A saber, las longitudes de onda y los estados de polarización de entrada de las señales de datos y de control, la potencia de la señal de control que genera el cambio de polarización adecuado en la señal de datos, y las condiciones de operación que producen la respuesta más rápida del PXC. Utilizando una señal de datos pseudoaleatoria de 10 Gb/s y una señal de control, con 17 dBm de potencia promedio, se demostró experimental la operación del PXC con tiempos de conmutación de 55.6 ps. Además, empleando diagramas de ojo y la tasa de bit erróneo, se pudo determinar que el PXC implementado permite una operación libre de error con una penalidad máxima de 6 dB.

Palabras clave: Conmutadores fotónicos de conexión cruzada, amplificador óptico de semiconductor de pozos cuánticos, comunicaciones ópticas.

Abstract of the thesis presented by **Gerson Torres Miranda** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Photonic cross-connect based on the self-induced quantum confined Stark effect

Abstract approved by:

Dr. Horacio Soto Ortiz
Thesis Director

In broadband network telecommunications, while information is transmitted mainly through optical fibers, the switching process of network packets takes place in the electronic domain. This requires an optical-electronic conversion which limits the switching speed of the packets, creating a bottleneck in addition to higher energy consumption. As a solution to this problem, various photonic cross-connect switches (PXC) have been proposed, which carry out its switching process in the optical domain. In this thesis, an all-optical PXC was built, by using a multi-quantum well semiconductor optical amplifier (MQWSOA). This switch allows selecting the output port of a data signal, by modifying its polarization state via a high-power control signal, through the self-induced quantum-confined Stark effect (SIQCSE). The built PXC doesn't require an electrical power supply, is transparent to the modulation format, uses a single MQWSOA, its switching speed is a few picoseconds and it is compatible with integrated optics. To implement the PXC, two mathematical models were developed, one to calculate the spectral position of the excitonic absorption lines of the MQWSOA, which are shifted by the SIQCSE, and the other was used to estimate the response time of the switch. Furthermore, the parameters that allow the optical operation of the PXC were experimentally determined. Namely, the wavelengths and polarization states of both data and control signals, the optical power of the control signal required to generate the necessary change in the polarization state of the data signal, and the operating conditions that produce the fastest response of the PXC. Using a 10 Gb/s pseudo-random data signal and a control signal with an average power of 17 dBm, the operation of the PXC with a switching speed of 55.6 ps was experimentally demonstrated. Furthermore, using eye diagrams and the error bit-rate, it was determined that the implemented PXC allows for an error-free operation with a maximum power penalty of 6 dB.

Keywords: Photonic cross-connects, multi-quantum well semiconductor optical amplifier, optical communications.

Dedicatoria

A mis padres y a mi hermana

Agradecimientos

Al CICESE por aceptarme como estudiante en su programa de posgrado y por fomentar mi desarrollo académico.

A CONACyT por brindarme el apoyo económico para la realización de mis estudios de maestría (No. de becario: 868264). Al proyecto de ciencia básica del CONACYT CB-2016-01-0285030 con título: “Absorción de dos fotones y efecto Stark en un amplificador óptico de semiconductor y su utilización en dispositivos ultra rápidos para comunicaciones fotónicas”.

A mi director de tesis, el Dr. Horacio Soto, por compartir su conocimiento y experiencia, por su paciencia al explicar y por darme la oportunidad de ser parte de este proyecto de investigación.

A los miembros de mi comité de tesis, el Dr. Anatoly Khomenko, el Dr. Víctor Ruíz y el Dr. Francisco Esparza, por sus recomendaciones y apoyo en la realización de este proyecto de tesis.

Al personal técnico, Juan Carlos Domínguez y Ramon Muroaka, por compartir su conocimiento en el uso de equipo de laboratorio.

Al personal administrativo de CICESE, y a mis compañeros de posgrado.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español.....	ii
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatorias.....	iv
Agradecimientos.....	v
Lista de figuras.....	ix
Lista de tablas.....	xv
Capítulo 1. Introducción	
1.1 Objetivos.....	2
1.2 Contenido de la tesis.....	3
Capítulo 2. Marco teórico	
2.1 Estado del arte de los conmutadores fotónicos.....	5
2.2 Amplificador óptico de semiconductor (SOA).....	10
2.3 Estructura y características del SOA empleado.....	14
2.4 Polarización de la luz.....	15
2.4.1 Parámetros de Stokes.....	16
2.4.2 Esfera de Poincaré.....	17
2.5 Principios de operación del interruptor propuesto.....	18
2.5.1 Primer estado de polarización debido a la birrefringencia estructural.....	19
2.5.1.1 Guía de onda plana.....	20
2.5.1.2 Birrefringencia de una guía de onda bidimensional.....	24
2.5.1.3 Birrefringencia estructural del SOA.....	27
2.5.2 Segundo estado de polarización debido a la perturbación de la birrefringencia estructural.....	30
2.5.2.1 Efecto piezoeléctrico.....	30
2.5.2.2 Efecto piezoeléctrico en pozos cuánticos.....	33
2.5.2.3 Efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido.....	38
2.5.2.4 Líneas de absorción excitónicas.....	40
2.5.2.5 Modificación del índice no lineal de los pozos cuánticos.....	42
2.6 Resumen de los principios de operación del interruptor propuesto.....	47

Capítulo 3. Modelos matemáticos

3.1. Modelo matemático para la línea de absorción excitónica.....	49
3.1. Modelo matemático para la línea de absorción excitónica.....	49
3.1.2. Energía excitónica en un pozo cuántico.....	50
3.1.3. Niveles de energía en un pozo cuántico.....	53
3.1.4. Aspectos relacionados con las permitividades relativas.....	55
3.1.5. Efecto del esfuerzo mecánico sobre la energía de banda prohibida.....	56
3.1.6. Pozo cuántico de InGaAs/InGaAsP.....	58
3.2. Modelo matemático para el tiempo de respuesta del interruptor.....	60
3.2.1. Visualización del problema.....	61
3.2.2. Elementos parásitos de la región activa del SOA.....	62
3.2.3. Elementos parásitos del chip y de la montura.....	63
3.2.4. Respuesta transitoria del circuito equivalente.....	65
3.2.5. Tiempo de respuesta del interruptor.....	67

Capítulo 4. Fase experimental

4.1. Arreglo experimental para observar la línea de absorción excitónica del SOA y su corrimiento ante un haz de control de alta potencia.....	71
4.1.1. Espectro de absorción del SOA.....	72
4.1.2. Corrimiento de la línea excitónica al introducir un haz de control de alta potencia....	73
4.2. Arreglo experimental para caracterizar, en estado estático, el cambio del estado de polarización de un haz de prueba inducido por un cambio en la potencia de un haz de control.....	76
4.3. Arreglo experimental para caracterizar el tiempo de respuesta del interruptor.....	78
4.4. Arreglo experimental para caracterizar la eficiencia del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s.....	80

Capítulo 5. Resultados y discusión

5.1. Espectro de absorción del SOA y el corrimiento de la línea excitónica debido al fenómeno SIQCSE.....	84
5.2. Validación del modelo matemático para la energía de absorción excitónica.....	90
5.3. Caracterización de la rotación de la polarización en modo estático.....	92
5.4. Tiempo de respuesta del interruptor.....	98
5.5. Validación del modelo matemático para el tiempo de respuesta.....	103
5.6. Caracterización del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s.....	108

Capítulo 6. Conclusiones.....	117
Literatura citada.....	121
Anexo A.....	124
Anexo B.....	127

Lista de figuras

Figura		Página
1	Conmutador típico basado en SOA.....	8
2	Conmutador basado en SOA, tipo Mach-Zehnder, donde C-1 y C-2 son acopladores 50/50 de fibra.....	8
3	Procesos en un sistema de dos niveles, cuya energía corresponde a E_1 y E_2 , y su densidad de electrones está representado por N_1 y N_2 , respectivamente.....	10
4	a) doble heterounión de un SOA, b) diagrama de bandas, y c) sus índices de refracción.....	12
5	SOA de microcinta. La corriente introduce portadores libres en la región intrínseca, pero sólo en el área por debajo de la microcinta.....	13
6	Corte transversal del MQWSOA empleado, mostrando la estructura del chip y los pozos cuánticos de la región activa.....	14
7	Diagramas de bandas de a) un pozo cuántico y de b) múltiples pozos cuánticos, indicando las subbandas de energía para los electrones (E_{e1} y E_{e2}) y huecos (E_{h1}), E_{g1} y E_{g2} son las energías de banda prohibida de las barreras (B) y el pozo (P), respectivamente, d es el grosor del pozo, BV es la banda de valencia y BC la de conducción.....	14
8	Esfera de Poincaré, donde los ejes corresponden a los parámetros de Stokes normalizados s_1 , s_2 y s_3	18
9	Relación geométrica entre el número de onda $\omega n_1/c$, la componente axial de la constante de propagación β , y la componente transversal de la constante de propagación k_y , en una guía de onda.....	20
10	Modo fundamental de propagación en una guía dieléctrica de grosor arbitrario d	21
11	Orientación de los campos eléctricos y magnéticos en los modos de propagación a) TE y b) TM. Donde el punto y la cruz indican la dirección del eje x hacia adentro y hacia afuera de la página, respectivamente.....	22
12	Representación gráfica del método del índice efectivo. a) Sección transversal de la guía de onda por simplificar. b) Seccionamiento de la guía de onda original en tres guías de onda verticales con capas de índice de refracción n_1 , n_2 y n_3 . c) Bloques equivalentes para cada una de las tres guías del inciso anterior con índices efectivos para los modos TE y TM denotados como $n_{\text{eff},1,2,3}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},1,2,3}^{\text{TM}}$, respectivamente y guía de onda horizontal equivalente. d) Bloque equivalente para toda la guía de onda con índices efectivos para los modos TE y TM denotados como $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$, respectivamente. En la parte superior derecha se muestra el referencial de coordenadas.....	25

13	<p>Representación gráfica del método del índice efectivo para el MQWSOA empleado.</p> <p>a) Sección transversal del MQWSOA, indicando los múltiples pozos cuánticos de la región activa. b) Región activa del SOA representada por un pozo cuántico equivalente. c) Bloque equivalente de la región activa, con los índices efectivos de los modos TE y TM, denotados por $n_{\text{eff},1}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},1}^{\text{TM}}$, respectivamente. d) bloque equivalente de la guía de onda horizontal (2), con los índices efectivos $n_{\text{eff},2}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},2}^{\text{TM}}$. e) Bloque equivalente de la guía de onda vertical (3), con los índices efectivos $n_{\text{eff},3}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},3}^{\text{TM}}$. f) Bloque equivalente para toda la sección transversal del SOA, con índices efectivos para los modos TE y TM, denotados por $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$.....</p>	28
14	<p>a) Red cristalina sin esfuerzo mecánico, donde las cargas de la estructura se neutralizan. b) Al introducir un esfuerzo (en este caso de tensión), ocurrirá una deformación de la estructura, de tal manera que las cargas se desplazarán de manera desigual, generando dipolos.....</p>	31
15	<p>Estructura de una capa relajada (que no experimenta esfuerzo mecánico), y la deformación de su estructura al crecerse en una red cristalina (sustrato) de distinta constante de red.....</p>	32
16	<p>Representaciones gráficas de las celdas cristalinas (parte de arriba) y sus estructuras de bandas (parte de abajo) ante a) un esfuerzo de compresión, b) sin esfuerzo y c) un esfuerzo de tensión. LH es la banda de huecos ligeros y HH la de huecos pesados. a_{\perp} y a_{\parallel} son los parámetros de red en las direcciones perpendicular y paralela al plano de crecimiento, y a_s es el parámetro de red del sustrato. k_{\perp} y k_{\parallel} son los números de onda para las direcciones perpendicular y paralela al plano de crecimiento.....</p>	33
17	<p>Representaciones gráficas de las capas de un pozo cuántico (parte de arriba) y sus diagramas de energía potencial (parte de abajo) cuando a) no hay campo eléctrico, b) con distorsión debido a un campo eléctrico perpendicular a las capas, y c) con distorsión cuando el campo sólo se introduce dentro del pozo. BC corresponde a la banda de conducción y BV es la banda de valencia.....</p>	34
18	<p>Representaciones gráficas de las capas (parte de arriba) de a) un pozo cuántico del MQWSOA empleado y b) de su región activa. Se muestran también sus diagramas de energía potencial (parte de abajo) a) ante el campo piezoeléctrico \vec{E}_p dentro del pozo, y b) su distorsión en "escalera" cuando se presentan múltiples QW. BC corresponde a la banda de conducción y BV es la banda de valencia.....</p>	36
19	<p>Representación gráfica de las capas de la unión N-I-MQW-I-P del MQWSOA (parte de arriba) y la distorsión de la energía potencial de su región activa (parte de abajo), bajo la influencia del campo de la unión P-I-N (\vec{E}_{pin}) y del campo piezoeléctrico (\vec{E}_p). BC corresponde a la banda de conducción y BV es la banda de valencia.....</p>	37
20	<p>Espectro de absorción de un pozo cuántico de semiconductor (en negro), donde se observan las líneas de absorción excitónicas. También se muestra el corrimiento de dichas líneas excitónicas (en azul), y de la banda de energía prohibida, hacia mayores energías debido al SIQCSE.....</p>	41

21	Diagrama simplificado del interruptor, donde E1 y E2 son los dos puertos de entrada, P1 y P2 son los dos puertos de salida. Se muestra que la señal de datos sale por a) P1 cuando la señal de control está apagada y b) por P2 cuando está encendida.....	48
22	Diagrama de la banda de conducción de un pozo cuántico de barreras finitas, donde L es el ancho del pozo y ΔL es la distancia en que los electrones logran penetrar la barrera.....	51
23	Niveles de energía discretos en un pozo cuántico, donde E_g es la energía de banda prohibida del pozo cuántico, L es el ancho del pozo, E_{c0} y E_{c1} son los subniveles de energía de los electrones en el pozo, E_{v0} , E_{v1} y E_{v2} son los subniveles de los huecos en el pozo, ΔE_c y ΔE_v corresponden a la diferencia de energía potencial entre las BC y BV de los pozos y de las barreras, respectivamente.....	53
24	Circuito RC paralelo.....	61
25	Circuito equivalente de la región activa del SOA. En negro los elementos correspondientes a un estado de baja ganancia (baja corriente), y en gris los elementos que se añaden en un estado de alta ganancia (alta corriente).....	63
26	Circuito equivalente de la región activa del SOA, sin alimentación eléctrica, y con una fotocorriente generada por el haz de control.....	63
27	Circuito equivalente del SOA.....	64
28	Representación de los elementos parásitos de la figura 27, en la sección transversal del MQWSOA empleado, donde \vec{E}_T es el campo eléctrico total dentro de la región activa.....	64
29	Diagrama de bloques del arreglo experimental para obtener el espectro de absorción del SOA. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.....	73
30	Diagrama de bloques del arreglo experimental para obtener corrimiento de la línea excitónica del SOA, con respecto a la potencia del haz de control. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.....	74
31	Fotografías del arreglo experimental para caracterizar el espectro de absorción del MQWSOA y el corrimiento de la línea excitónica ante un haz de control.....	75
32	Diagrama de bloques del arreglo experimental para calibrar el analizador de polarización. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.....	77

33	Diagrama de bloques del arreglo experimental para caracterizar la rotación de polarización del haz de prueba, con respecto a la potencia del haz de control. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.....	78
34	Diagrama de bloques del arreglo experimental para caracterizar el tiempo de respuesta del SOA. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, las líneas sólidas y punteadas en negro representan fibras ópticas y cables eléctrico, respectivamente.....	79
35	Diagrama de bloque del arreglo experimental para caracterizar la operación de conmutación del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, las líneas sólidas y punteadas en negro representan fibras ópticas y cables eléctrico, respectivamente.....	81
36	Fotografía del arreglo experimental para caracterizar la operación de conmutación del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s.....	81
37	Espectros (de menor a mayor energía de fotón), de entrada al amplificador, generado por el barrido en longitud de onda del haz de prueba, y de salida del MQWSOA, producido por la absorción de este dispositivo cuando sus electrodos están en corto circuito y en circuito abierto.....	84
38	Región espectral, de energía de fotón inferiores a las del bordo de absorción (~1585 nm) del MQWSOA, de los espectros presentados en la figura 37.....	85
39	Espectros (de menor a mayor energía de fotón), de entrada al amplificador, generado por el barrido en longitud de onda del haz de prueba, y de salida del MQWSOA, producido por la absorción de este dispositivo en circuito abierto, antes y después de introducirle un haz de control de 3 dBm de potencia.....	88
40	Región espectral, de energía de fotón inferiores a las del bordo de absorción (~1585 nm) del MQWSOA, de los espectros presentados en la figura 39.....	89
41	Posición espectral de la línea excitónica hh-1s con respecto a la potencia del haz de control, a la salida del MQWSOA en circuito abierto.....	89
42	Cambio del estado de polarización, representado en la esfera de Poincaré, del haz de datos sintonizado a 1569 nm y con una inclinación de la polarización lineal de entrada de 9° y con el haz de control bajo una potencia de 16.03 dBm a 1569 nm. (A) indica el estado de polarización cuando el haz de control está encendido y (B) cuando está apagado.....	93
43	Cambio del estado de polarización, representado en la esfera de Poincaré, del haz de prueba, para diferentes longitudes de onda de este haz a la entrada del amplificador, cuando el haz de control está sintonizado en 1530 nm (primera	

	columna), a 1569 nm (segunda columna) y 1610 nm (tercera columna). (A) indica el estado de polarización del haz de prueba a la salida del MQWSOA cuando el haz de control está encendido y (B) cuando está apagado.....	94
44	Potencia normalizada del haz de prueba a la salida del polarizador lineal, al introducir el haz de control (en pulsos gaussianos), ante diferentes valores de resistencia de carga (R_3) (resistencia entre los electrodos del MQWSOA). Las cruces indican los puntos a partir de los cuales los flancos de bajada están gobernados por la emisión espontánea.....	99
45	Circuito equivalente del MQWSOA, cuando sus electrodos están en circuito abierto..	101
46	A) Circuito equivalente del MQWSOA cuando sus electrodos están en corto circuito y B) el mismo circuito simplificado.....	101
47	Comparación entre las curvas del modelo matemático del tiempo de respuesta (línea continua) y las curvas obtenidas experimentalmente (diagrama de dispersión), donde R_3 corresponde a la resistencia de carga entre los electrodos del MQWSOA.....	105
48	Respuesta del interruptor (en negro) ante un pulso gaussiano de control. Esta respuesta se compone de las contribuciones de la respuesta en el tiempo del circuito eléctrico equivalente del MQWSOA (azul) y de la evolución en el tiempo de la emisión espontánea (rojo).....	105
49	Formas de onda capturadas en el osciloscopio, cuando los electrodos del SOA están en circuito abierto. En la primera columna se presentan los trazos de a) la señal de control en bajo y la señal de datos c) antes de introducirse al interruptor, e) a la salida de P1 y g) a la salida de P2. En la segunda columna se presentan los trazos de b) la señal de control en alto y la señal de datos d) antes de introducirse al interruptor, f) a la salida de P1 y h) a la salida de P2.....	110
50	Formas de onda capturadas en el osciloscopio, cuando los electrodos del SOA están en corto circuito. En la primera columna se presentan los trazos de a) la señal de control en bajo y la señal de datos c) antes de introducirse al interruptor, e) a la salida de P1 y g) a la salida de P2. En la segunda columna se presentan los trazos de b) la señal de control en alto y la señal de datos d) antes de introducirse al interruptor, f) a la salida de P1 y h) a la salida de P2.....	112
51	Formas de onda capturadas en el osciloscopio, cuando los electrodos del SOA están en corto circuito, y cuando el haz de datos está modulado para formar paquetes de datos de aproximadamente 80 bits con su respectivo encabezado. En la primera columna se presentan los trazos de a) la señal de control en bajo y la señal de datos c) antes de introducirse al interruptor, e) a la salida de P1 y g) a la salida de P2. En la segunda columna se presentan los trazos de b) la señal de control en alto y la señal	

	de datos d) antes de introducirse al interruptor, f) a la salida de P1 y h) a la salida de P2.....	113
52	Diagramas de ojos para la señal de datos a) antes de introducirse al interruptor, b) en la salida de P1 (señal de control en bajo) y c) en la salida de P2 (señal de control en alto).....	114
53	Tasa de error de bit (BER) del haz de datos, con respecto a la potencial de señal recibida por el fotodetector del osciloscopio ultrarrápido.....	116

Lista de tablas

Tabla		Página
1	Tiempos de conmutación típicos de algunos PXC.....	7
2	Potencias pico del haz de control (en dBm), para interruptores fotónicos y optoelectrónicos de operación completamente óptica.....	9
3	Parámetros utilizados para calcular la energía del excitón hh-1s, y las constantes utilizadas para determinarla de acuerdo a las proporciones molares de los pozos cuánticos.....	60
4	Coeficientes utilizados para la solución del circuito equivalente con el método RKN3...	66
5	Polarización del haz de prueba, a la entrada del SOA, con la cual se obtuvo la mayor rotación de la polarización.....	95
6	Desplazamiento máximo del estado de polarización del haz de prueba, a la salida del MQWSOA, de acuerdo a las diferentes combinaciones entre longitudes de onda para los haces de prueba y de control.....	96
7	Potencia requerida en el haz de control, a la entrada del MQWSOA, para lograr los desplazamientos angulares en la esfera de Poincaré, en el estado de polarización de salida del haz de prueba, reportados en la tabla 6.....	97
8	Valores de los elementos parásitos, que resultaron en el mejor ajuste del modelo a los resultados experimentales.....	106
9	Tiempo de vida efectivo (τ) de los portadores fotogenerados, de acuerdo a la resistencia de carga (R_3) entre los electrodos del MQWSOA.....	108

Capítulo 1. Introducción

El incremento en el uso de dispositivos conectados a internet y de aplicaciones multimedia, ha resultado en una creciente demanda en el ancho de banda global. Como ejemplo, cada vez hay más usuarios suscritos a servicios de retransmisión en directo (streaming), los cuales requieren de transmisión continua de video en alta definición. Dicha transmisión masiva de datos ha sido posible debido a la introducción de ciertas técnicas como, por ejemplo, la multiplexación por división de longitud de onda (WDM, por sus siglas en inglés "wavelength-division multiplexing"), que soporta múltiples canales simultáneos en una sola fibra óptica, permitiendo anchos de banda de hasta 160 Gb/s. Sin embargo, mientras que es posible mantener dichos anchos de banda en fibra óptica, el cuello de botella de la infraestructura de telecomunicaciones se ha presentado en los conmutadores de red (Budd et al., 2015).

Actualmente, estos conmutadores de red consisten en interruptores fotónicos de interconexión cruzada (OXC, por sus siglas en inglés "optical cross-connect") (Datta y Munshi, 2016). En estos dispositivos, la señal óptica de entrada es convertida a una señal eléctrica tras ser demultiplexada (demultiplexed), para su posterior conmutación de dirección en el dominio electrónico. La señal procesada es convertida de nuevo a una señal óptica y multiplexada (multiplexed) en la salida. Este proceso de conversiones entre los dominios eléctrico y óptico resulta en un consumo considerable de tiempo y potencia. Además, puesto que la conmutación se lleva cabo en el dominio eléctrico, las velocidades de operación están dictadas por los límites electrónicos.

Debido a los problemas anteriores, se han propuestos los denominados interruptores fotónicos de interconexión cruzada transparentes (PXC, por sus siglas en inglés "photonic cross-connect"). Los PXC realizan la conmutación de dirección de las señales en el dominio óptico. Al no requerir de una conversión óptica-electrónica, su consumo de energía podría ser potencialmente menor, y los tiempos de conmutación pueden ser en el rango de microsegundos a nanosegundos (Konoike et al., 2019). Uno de los dispositivos utilizados para la construcción de los PXC es el amplificador óptico de semiconductor (SOA, por sus siglas en inglés "semiconductor optical amplifier"), cuya popularidad se debe a: su velocidad de conmutación de nanosegundos, la reducción de pérdidas debido a su ganancia, y su compatibilidad con óptica integrada.

Los fenómenos que se han utilizado dentro de los SOA para implementar los PXC, son diversos, por ejemplo: las modulaciones cruzadas de la ganancia y la fase, la mezcla de cuatro ondas, etc. Sin embargo, un fenómeno que ha atraído la atención de los diseñadores de PXC, es la modulación cruzada

de la polarización (XPoIM). Específicamente, es posible modificar la birrefringencia estructural de un SOA, agotando su número de portadores con un haz lo suficientemente intenso, lo cual da lugar al efecto XPoIM (Said et al., 2008). Este efecto se puede manifestar con tiempos de conmutación más rápidos, fluctuando el índice no lineal del SOA en cuestión con un haz intenso de control de energía de fotón inferior a la de la banda prohibida de la región activa del amplificador (Soto et al., 2017).

En este proyecto de tesis, se construyó un PXC, basado en un amplificador óptico de semiconductor de múltiples pozos cuánticos (MQWSOA, por sus siglas en inglés "multi-quantum-well semiconductor optical amplifier"), cuyo funcionamiento es totalmente óptico. Este interruptor puede modificar un estado de polarización predeterminado, de un haz de datos incidente, en uno de dos estados posibles de salida, los cuales son a su vez ortogonales entre sí. El primer estado de polarización se obtiene debido a la birrefringencia estructural de la guía de onda del MQWSOA. El segundo estado se obtiene al perturbar dicha birrefringencia por medio de un haz de control de alta potencia, a través del efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido (SIQCSE, por sus siglas en inglés "self-induced quantum confined Stark effect"). Para tal efecto, se desarrollaron modelos matemáticos para determinar la posición espectral de las líneas excitónicas del SOA y su tiempo de respuesta. Además, se encontraron las condiciones óptimas del interruptor a través de tres experimentos preliminares. En el primer experimento, se caracterizó el espectro de absorción del SOA para identificar las longitudes de onda óptimas de los haces de control y de datos. En el segundo experimento se caracterizó la rotación de la polarización del haz de datos, con el fin de identificar la potencia requerida del haz de control para obtener una rotación máxima de 180° en la esfera de Poincaré. En el tercer experimento se identificaron las condiciones para obtener el mejor tiempo de respuesta del interruptor. Finalmente, se caracterizó, por medio de diagramas de ojo, el PXC propuesto con un paquete de datos pseudoaleatorios de 10 Gb/s.

1.1. Objetivos

El objetivo principal del proyecto presentado en esta tesis es demostrar la operación de un interruptor fotónico de conexión cruzada totalmente óptico, con una señal de datos de al menos 10 Gb/s.

Como objetivos específicos del trabajo de tesis se tienen los siguientes:

- Diseñar y construir un interruptor fotónico de conexión cruzada completamente óptico.

- Caracterizar el cambio de polarización de la señal de datos, con respecto a la potencia óptica del haz de control, en modo de onda continua.
- Caracterizar el tiempo de respuesta del interruptor.
- Desarrollar y validar un modelo matemático para determinar el tiempo de respuesta del interruptor.
- Caracterizar la operación del interruptor fotónico, utilizando como herramientas de análisis diagramas de ojo y la tasa de bit erróneo (BER, por sus siglas en inglés "bit-error rate").

1.2. Contenido de la tesis

Inicialmente, se explicará brevemente el estado de arte de los PXC, así como las características importantes de dichos dispositivos. Más adelante se estudiarán los principios básicos de operación de los SOA, así como de la polarización de la luz. Posteriormente, se explicará la estructura del SOA utilizado, así como la birrefringencia de su guía de onda, y la perturbación de dicha birrefringencia debido al fenómeno SIQCSE.

En el capítulo 3 se presentan los modelos matemáticos realizados para determinar la posición espectral de la línea de absorción excitónica principal, emanada de los pozos cuánticos de la región activa del SOA empleado, y para determinar el tiempo de respuesta del interruptor propuesto.

En el capítulo 4 se presentan los bancos experimentales y la metodología utilizada para caracterizar el espectro de absorción de la región activa del SOA utilizado, el cambio de polarización de la señal de datos con respecto a la potencia del haz de control y el tiempo de respuesta del interruptor propuesto. También se presenta el banco experimental para caracterizar la operación del interruptor desarrollado, y se analiza su desempeño utilizando diagramas de ojo y la BER.

En el capítulo 5 se exponen y analizan los resultados obtenidos en los diferentes bancos experimentales del capítulo 4, y se validan los modelos matemáticos del capítulo 3.

En el capítulo 6 se presentan comentarios y conclusiones de los resultados obtenidos.

En el anexo se listan los programas realizados en MATLAB, para simular y ajustar los modelos matemáticos presentados en el capítulo 4.

Capítulo 2. Marco teórico

2.1. Estado del arte de los conmutadores fotónicos

Cuando los paquetes de información son enviados desde el anfitrión, estos contienen una referencia donde se establece el destino. Cada nodo de la red debe ser capaz de leer y enviar cada paquete entrante en la dirección correcta, en un proceso denominado como conmutación de paquetes. Como se mencionó en la introducción, el proceso de conmutación se ha convertido en un cuello de botella debido al uso de conmutadores electrónicos (OXC). El uso de OXC resulta en una velocidad de conmutación restringida (típicamente de 2.5 Gbps), y un consumo considerable de energía debido a los procesos de conversión del dominio óptico al electrónico y viceversa (Perrier, 2000). Dado el crecimiento exponencial en el ancho de banda demandado, se han propuesto una variedad de conmutadores ópticos, que operan a mayores velocidades con, potencialmente, un menor consumo de energía.

La característica más importante de los conmutadores ópticos es el tiempo de conmutación. Para comprender esto, hay que considerar un escenario donde se tiene un interruptor de espejo. Cuando un haz de datos incide sobre la superficie del espejo, éste es reflejado en una dirección A, sin embargo, es posible rotar el espejo con el fin de reflejar el haz en una segunda dirección B. Por lo tanto, el tiempo de conmutación de dicho interruptor corresponde al tiempo que le toma al dispositivo cambiar la dirección del haz de datos. Por esta razón, se dice que entre más corto es el tiempo de conmutación o periodo refractario del interruptor éste es más rápido.

En general, los PXC que se han propuesto hasta hoy en día se pueden clasificar de la manera siguiente: termo-ópticos, basados en sistemas microelectromecánicos (MEMS, por sus siglas en inglés “micro-electro-mechanical systems”), acusto-ópticos, electroópticos, fotónicos y optoelectrónicos. Las velocidades aproximadas de estos interruptores pueden observarse en la tabla 1. A continuación, se dará una breve explicación de cada grupo de los conmutadores.

Los interruptores basados en MEMS controlan la dirección de la luz con partes móviles. En su forma más general, estos interruptores funcionan por medio de la rotación o movimiento de microespejos, los cuales reflejan el haz de datos en la dirección necesaria, pudiendo obtener tiempos de conmutación en el rango de milisegundos (Plander y Stepanovsky, 2017). Sin embargo, también se han desarrollado nuevos interruptores MEMS, cuyo proceso de conmutación se lleva a cabo causando la deflexión de una guía de onda por medio de actuadores de peine, con tiempos de aproximadamente 22 nanosegundos

(Xinyue et al, 2020). Estos interruptores son insensibles a la polarización, además de ser escalables, pero son incompatibles con la óptica integrada y, puesto que algunos presentan partes móviles, existe la preocupación de que su tiempo de vida útil sea inferior al de otros interruptores.

En los interruptores termo-ópticos, la función de conmutación se realiza al modificar el índice de refracción de una guía de onda al variar su temperatura. Por ejemplo, para el caso de un interruptor termo-óptico Mach-Zehnder (Ke Liu et al., 2016), un haz de entrada es dividido por un acoplador de 3 dB en dos brazos paralelos. Un electrodo de calentamiento se coloca en uno de los brazos del interferómetro, introduciendo un cambio de fase entre ambos haces. Dependiendo de la diferencia de fase, la interferencia será constructiva o destructiva, permitiendo seleccionar la salida del interferómetro, según la temperatura en uno de los brazos. Los interruptores de este tipo permiten tiempos de conmutación que rondan los 20 microsegundos. Estos interruptores están limitados principalmente por su alto consumo y su alta disipación de energía, además de presentar una densidad de integración limitada (Iodice et al., 2006).

En los interruptores acusto-ópticos, el índice de refracción de algún medio óptico es modulado por ondas acústicas. Esto se debe a que al introducir un campo eléctrico de radio frecuencia (RF), el medio experimentará una deformación periódica. Las vibraciones moleculares que resultan de la deformación alteran la polarizabilidad del medio, modificando su índice de refracción. Estos interruptores permiten tiempos de conmutación de aproximadamente 300 ns, y con baja dependencia de la polarización (Xiaohua y Geng-Sheng, 2003), sin embargo, tampoco son compatibles con la óptica integrada y requieren de señales RF para llevar a cabo su operación de conmutación.

Existen también varios tipos de interruptores electro-ópticos como, por ejemplo, los interruptores de niobato de litio (LiNbO_3), de tipo interferométricos, los cuales funcionan modificando el índice de refracción de la región de acoplamiento a través de un campo eléctrico. Estos pueden funcionar con tiempos de conmutación de aproximadamente 5 ns, y son escalables, sin embargo, requieren de voltajes altos para su funcionamiento (Testa y Pavesi, 2018).

También se han desarrollado interruptores de cristal líquido (CL), con tiempos de respuesta del orden de los milisegundos, que funcionan al cambiar la polarización e índice de refracción de los materiales de CL por medio de un campo eléctrico (Geis et al., 2016). Los interruptores basados en CL además de presentar tiempos de conmutación inferiores a otras opciones, no son compatibles con la óptica integrada y en algunos casos las celdas de CL sufren degradación en altas potencias ópticas (El-Bawab, 2006).

Se han desarrollado también interruptores fotónicos, los cuales están basados en diversos cristales fotónicos, que consisten en estructuras dieléctricas periódicas, las cuales impiden la propagación de luz en ciertos rangos de frecuencia. Al introducir un haz de control de alta potencia, se induce un cambio en los índices de refracción de los cristales fotónicos, modificando los rangos de frecuencia permitidos, lo cual puede ser utilizado para redireccionar a la luz de la manera preferida. Como ejemplo, se han propuesto cristales fotónicos unidimensionales cuyo tiempo de conmutación ronda en los 40 ps (Ye Liu et al., 2009). También se han analizado estructuras bidimensionales de nanobarras, con tiempos de respuesta del orden de los 33 ps (Shirdel y Mansouri-Birjandi, 2016). Mientras que estos interruptores presentan los menores tiempos de conmutación, no son compatibles con la óptica integrada.

Como parte de los interruptores optoelectrónicos, los conmutadores basados en amplificadores ópticos de semiconductor (SOA) presentan tiempos de conmutación que pueden ser menores a 200 ps. La forma más básica de estos interruptores consiste en el uso de dos SOA, lo cual se puede observar en la figura 1 (Testa y Pavesi, 2018). Así, al introducir una corriente por los electrodos de los SOA, se genera una ganancia que magnifica la señal entrante, sin embargo, si la alimentación eléctrica es suspendida, los amplificadores funcionan en un régimen de absorción, dando lugar a dos estados: prendido (ganancia) y apagado (atenuación). Por lo tanto, es posible mantener uno de los SOA con alimentación eléctrica, y el otro sin alimentación, por lo que la señal de datos es amplificada en el primero y absorbida en el segundo, lo cual permite seleccionar por cual SOA saldrá la señal en función de cual amplificador esté encendido.

Tabla 1. Tiempos de conmutación típicos de algunos PXC.

Clasificación del interruptor	Ejemplos	Tiempo de conmutación
MEM	Matrices de microespejos ^a	~ ms
Cristal líquido	Conmutadores de cristal líquido ^b	~ ms
Termo-ópticos	Interruptores termo-ópticos ^c	~ μ s
Acusto-ópticos	Interruptores acusto-ópticos ^d	~ 300 ns
MEM	Deflexión de guía de onda con actuadores de peine ^e	~ 20 ns
Electro-ópticos	Interruptores de niobato de litio ^f	~ 5 ns
Optoelectrónicos	Interruptores basados en amplificadores ópticos de semiconductor ^f	< 200 ps
Fotónicos	Interruptores de cristal fotónico ^g	< 40 ps

a: Plander y Stepanovsky (2017)

b: Geis, M. W. et al (2016)

c: Ke Liu et al. (2016)

d: Xiaohua Ma y Geng-Sheng Kuo (2003)

e: Xinyue Zhang et al. (2020)

f: Testa y Pavesi (2018)

g: Shirdel y Mansouri-Birjandi (2016)

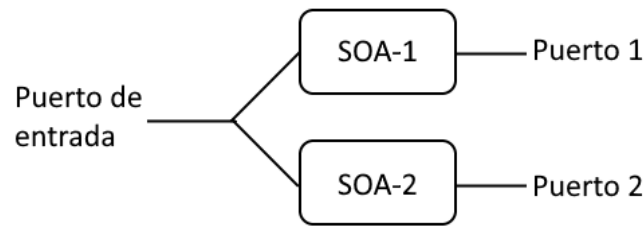


Figura 1. Conmutador típico basado en SOA.

Dichos conmutadores basados en SOA pueden ser también de operación completamente óptica, como en el caso de los de tipo interferométrico, explotando los efectos de la modulación cruzada de fase (XPM) y la modulación cruzada de la ganancia (XGM). Más específicamente, al introducir un segundo haz (de control) de alta potencia en un SOA con alimentación eléctrica, el agotamiento de los portadores libres producirá un cambio en el índice de refracción y la ganancia del medio, lo que afecta a la fase y la amplitud del haz de datos (Varun, 2012). Con un SOA en ambos brazos de un interferómetro Mach-Zehnder (figura 2), el cambio de fase en la señal de datos, producida por el haz de control, permite seleccionar el puerto de salida con tiempos de conmutación de algunos picosegundos.

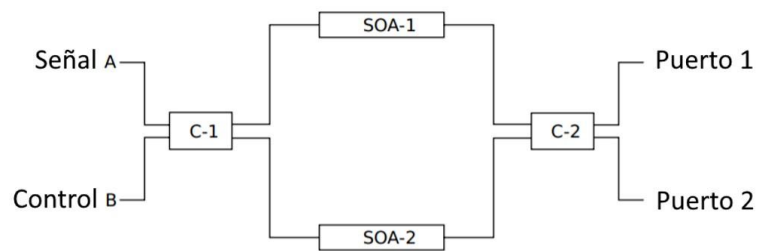


Figura 2. Conmutador basado en SOA, tipo Mach-Zehnder, donde C-1 y C-2 son acopladores 50/50 de fibra.

Sin embargo, los dos ejemplos anteriores, basados en SOA, requieren de dos amplificadores para su operación. Esto incrementa el número de componentes necesarios conforme se escalan los conmutadores para procesar múltiples puertos de entrada/salida. Por lo tanto, se han propuesto otros interruptores basados en sólo un SOA, como el demostrado por Soto *et al.* (2004), cuya operación se realiza por medio de fenómeno de la XPolM. En este caso, es posible generar dos estados de polarización a la salida del SOA para el haz de datos. Utilizando el SOA con alimentación eléctrica, el haz de control produce un agotamiento de los portadores libres, lo cual induce un cambio en la birrefringencia estructural del amplificador, dando lugar al efecto de la XPolM. Así, en función de la potencia de un haz de mando es

posible controlar el estado de polarización de un haz de datos y por tanto el paso de éste a través de un polarizador o acoplador sensible a la polarización.

Dicho lo anterior, observando la tabla 1, los interruptores que presentan los menores tiempos de conmutación (< 40 ps) son aquellos basados en cristales fotónicos, seguidos de aquellos basados en diversos SOA (con tiempos de respuesta < 200 ps). Puesto que ambas clases de interruptor puede ser de tipo completamente óptico, estos pueden compararse en base a la potencia óptica del haz de control, la cual es necesaria para llevar a cabo su operación de conmutación. En tabla 2 se presentan las potencias pico para ambas clases de interruptor, y se nota que los basados en SOA rondan en los 20 dBm, la cual es similar a los interruptores de cristal fotónico unidimensionales. Por otro lado, comparado con los basados en SOA, los interruptores de cristal fotónico bidimensionales requieren de un orden menor y mayor de potencia pico, para los de nanocavidades y nanobarras, respectivamente. Por lo tanto, ambas clases de conmutadores requieren niveles de potencia similares, las cuales son soportadas por la infraestructura de telecomunicaciones. Sin embargo, aunque su tiempo de respuesta es ligeramente más lento, los PXC tradicionales basados en SOA continúan siendo una opción atractiva, pues éstos soportan óptica integrada e integración híbrida con circuitos electrónicos (Budd et al., 2015), además de ser en general menos voluminosos.

Tabla 2. Potencias pico del haz de control (en dBm), para interruptores fotónicos y optoelectrónicos de operación completamente óptica.

Clasificación	Ejemplo	Potencia pico del haz de control (dBm)
Interruptores fotónicos basados en estructuras de cristal fotónico	Estructura unidimensional	21 ^a
	Estructura bidimensional de nanobarras	38 ^b
	Estructura bidimensional de nanocavidades	14 ^c
Interruptores optoelectrónicos basados en diversos SOA	Interruptor Mach-Zehnder	22 ^d
	Interruptor de polarización no lineal con alimentación eléctrica	24 ^e

a: Ye Liu *et al* (2009)

b: Daghooghi, T. *et al* (2018)

c: Husko, C. *et al* (2009)

d: Varun, Y. M. (2012)

e: Ju, H *et al* (2005)

En particular, el interruptor desarrollado en este proyecto de tesis es de operación completamente óptica, utiliza un sólo SOA, y su operación de conmutación está basada en el SIQCSE. Las principales ventajas de este interruptor, comparado con los mencionados anteriormente, es su tiempo de conmutación de algunos picosegundos (Soto et al., 2017), no requiere de alimentación eléctrica y, como

se mencionó, es compatible con la óptica integrada y con circuitos electrónicos. Efectivamente, el PXC presentada en este trabajo aspira a reducir los tiempos de conmutación que hasta ahora se han obtenido en los procesos de conmutación cruzada totalmente óptica con SOA.

2.2. Amplificador óptico de semiconductor (SOA)

Dado que el PXC desarrollado en este trabajo está basado en un SOA, a continuación, se presentan los aspectos estructurales y de funcionamiento más relevantes de este dispositivo, comenzando con una breve explicación del funcionamiento y estructura de un SOA común.

Un amplificador óptico de semiconductor es una guía de onda activa, hecha de semiconductores directos, capaz de confinar y amplificar una señal óptica de entrada, al ser alimentado por una corriente eléctrica externa (Connelly, 2002).

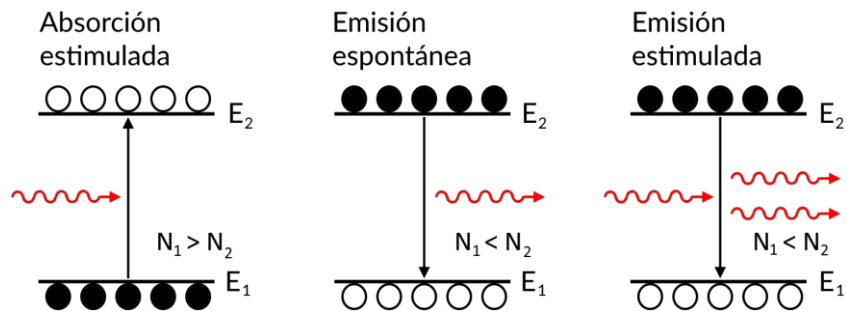


Figura 3. Procesos en un sistema de dos niveles, cuya energía corresponde a E_1 y E_2 , y su densidad de electrones está representado por N_1 y N_2 , respectivamente.

La región activa del SOA puede describirse de manera simplificada como un sistema compuesto por una colección de subsistema de dos estados cuánticos del mismo número de onda k (y/o momento) y de niveles de energía: E_1 y E_2 , representados en las bandas de valencia (BV) y de conducción (BC), respectivamente. En cada subsistema de dos niveles pueden ocurrir tres procesos: absorción, emisión estimulada, y emisión espontánea.

En el proceso de absorción, un fotón incidente de energía $\hbar\omega$ cede toda su energía a un electrón de igual energía de transición de la BV a la BC, elevando así la energía del electrón a la del estado

correspondiente en la BC (ver figura 3). Para que este fenómeno se pueda suscitar con una probabilidad significativa, es necesario que la densidad de electrones, cuya energía esté representada en la BV (N_1), supere a la densidad de los que poseen una energía representada en la BC (N_2), es decir, se requiere que $N_1 > N_2$. Como caso contrario, en el proceso de emisión estimulada, un fotón incidente de energía $\hbar\omega$ estimula a un electrón de igual energía de transición de la BC a la BV para que éste se despoje de su exceso de energía, lo cual lo hace liberando un fotón para entonces quedar su energía representada en la BV. El fotón liberado tiene una onda asociada con la misma frecuencia, fase, polarización y dirección que las del fotón estimulante, por lo que este proceso genera una emisión coherente que se suscita con una probabilidad preponderante cuando la densidad de electrones, cuya energía está representada en la BC (N_2), supera a la densidad de los que poseen una energía representada en la BV (N_1). Como en este caso se requiere que $N_2 > N_1$, se dice que la emisión estimulada se suscita cuando hay una inversión de población.

El último proceso corresponde al de la emisión espontánea. Posterior a cualquier mecanismo que genere un electrón con una energía que corresponda a la de un estado de la BC, transcurre un tiempo promedio τ , llamado tiempo de vida del portador, después del cual el electrón en cuestión se despoja espontáneamente de su exceso de energía. Esta pérdida de energía se logra liberando un fotón, quedando así la energía del electrón representada en la BV. Como cada uno de los estados representados en la BC está definido para una energía diferente, los electrones que se relajan a la BV generan fotones de diferentes energías, en momentos distintos, que se propagan en cualquier dirección y con cualquier polarización. Es decir, la emisión espontánea es un cúmulo de ondas de diferentes frecuencia, fase, polarización y dirección que da por resultado una emisión incoherente que puede tratarse como algún tipo de ruido. Al igual que para el caso de la emisión estimulada, para que el proceso de emisión espontánea se suscite con una alta probabilidad, es necesario que haya más electrones, cuya energía esté representada en la BC, que los que poseen una energía representada en la BV (Connelly, 2002).

Dicho lo anterior, puesto que la función principal del SOA es la de amplificación de señales ópticas, es necesario entonces que su estructura propicie una fuerte emisión estimulada. Con este fin, una de las estructuras más simples de un SOA, es la denominada de doble heterounión, la cual se puede observar en la figura 4a. En este caso, el SOA está constituido de dos capas de semiconductores, una de tipo N y la otra de tipo P, que rodean una capa central de semiconductor intrínseco. La energía de banda prohibida, es decir, la diferencia de energía entre la BV y la BC del semiconductor intrínseco (E_{g2}), es menor a las energías de banda prohibida de los semiconductores tipo P (E_{g1}) y N (E_{g3}), lo cual se observa en la figura 4b. Puesto que $E_{g2} < E_{g1}, E_{g3}$, la estructura presenta entonces un pozo de potencial en el semiconductor

intrínseco. Por lo tanto, al establecerse una alimentación eléctrica en directa entre los electrodos del SOA, se generan electrones (huecos) libres, cuya energía está representada en la BC (BV), que al intentar migrar del semiconductor tipo N (P) al del tipo P (N) son confinados en la región del semiconductor intrínseco debido al pozo de potencial. Si la alimentación eléctrica es lo suficientemente fuerte, se establece una inversión de población en la región intrínseca, lo cual permite la amplificación de un haz de luz incidente, por medio del proceso de emisión estimulada (Saleh y Teich, 2007). Debido a que el proceso de amplificación se lleva a cabo en el semiconductor intrínseco, a esta capa también se le denomina como la región activa.

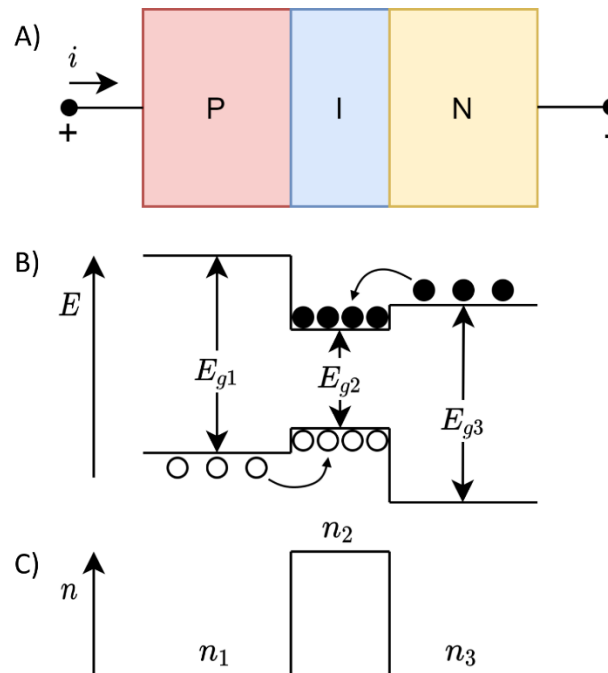


Figura 4. a) doble heterounión de un SOA, b) diagrama de bandas, y c) sus índices de refracción.

Los materiales semiconductores de las tres capas son también seleccionados de tal manera que el índice de refracción del semiconductor intrínseco (n_2) sea mayor que el de los tipos P (n_1) y N (n_3), como se puede ver apreciar en la figura 4c. Esta diferencia en los índices de refracción da lugar al confinamiento del haz de luz incidente en la región intrínseca, a través del fenómeno de la reflexión interna total. Por esta razón, la región activa del SOA funciona como una guía de onda, lo cual permite una mayor amplificación del haz incidente, ya que los fotones, responsables de que se induzca el proceso de emisión estimulada, se mantienen confinados dentro de la región activa. Adicionalmente, se depositan películas

antirreflejantes en los extremos del SOA, impidiendo la resonancia óptica dentro de la región activa y, por lo tanto, evitando que el dispositivo se comporte como un láser.

Un tipo de SOA común es el de microcinta. La estructura de este amplificador también consiste en una doble heterounión N-I-P, sin embargo, el electrodo superior consiste en una microcinta, cuya anchura es menor a la del amplificador. Por lo tanto, al establecerse una corriente eléctrica entre los electrodos, los electrones son inyectados en el SOA sólo en el área que se encuentra por debajo de la microcinta (ver figura 5). El objetivo de esto es que, al introducir portadores libres por medio de la corriente, se establecerá una inversión de población únicamente en la parte del material intrínseco que queda exactamente por debajo de la microcinta. Por tal motivo, se forma un “canal” de alta ganancia que permite lo que se conoce como guiado por ganancia de la luz. Es importante señalar, que los portadores libres que son introducidos por corriente producen una reducción en el índice de refracción de la región central del material intrínseco. Sin embargo, aun así, se puede tener un guiado lateral de la luz por índice si se toma en cuenta la estructura global y los índices efectivos que resultan de ésta. Una discusión de este aspecto será dada en puntos posteriores. De todo lo anterior se desprende que un SOA de doble heterounión con microcinta presenta un guiado por índice en el eje vertical y guiados por ganancia e índice efectivo en el eje horizontal, por tal motivo la luz incidente queda completamente confinada en la región activa por debajo de la microcinta.

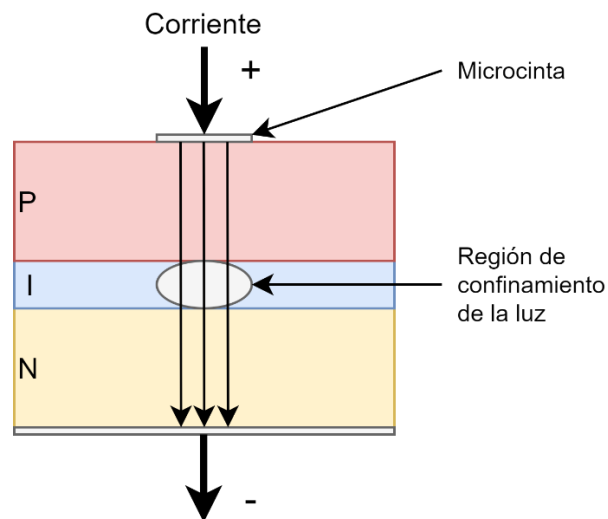


Figura 5. SOA de microcinta. La corriente introduce portadores libres en la región intrínseca, pero sólo en el área por debajo de la microcinta.

2.3. Estructura y características del SOA de múltiples pozos cuánticos

La estructura del amplificador empleado contiene una región activa con múltiples pozos cuánticos (MQW, por sus siglas en inglés “multiple quantum wells”) como se muestra en la figura 6. Es decir, el grosor de los pozos cuánticos (QW, por sus siglas en inglés “quantum wells”) es del orden o inferior a la longitud de onda De Broglie para los huecos y los electrones, y el semiconductor de los QW tiene una energía de banda prohibida E_g menor a la del semiconductor de las barreras que los emparedan. Por esta razón, los portadores generados dentro de los QW son confinados dentro de ellos, siendo su energía cuantizada (Suhara, 2004). Los diagramas de bandas de un QW se pueden observar en la figura 7.

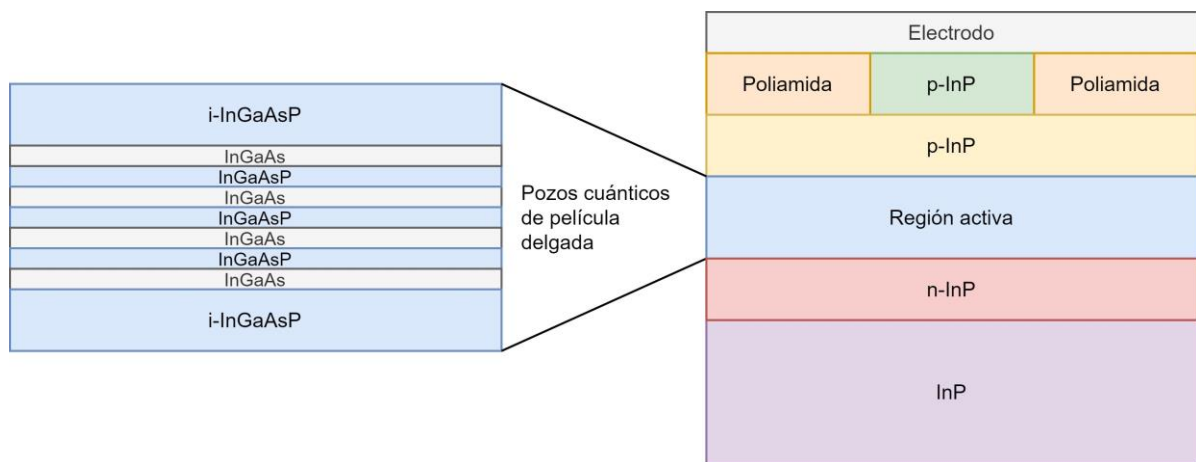


Figura 6. Corte transversal del MQW SOA empleado, mostrando la estructura del chip y los pozos cuánticos de la región activa.

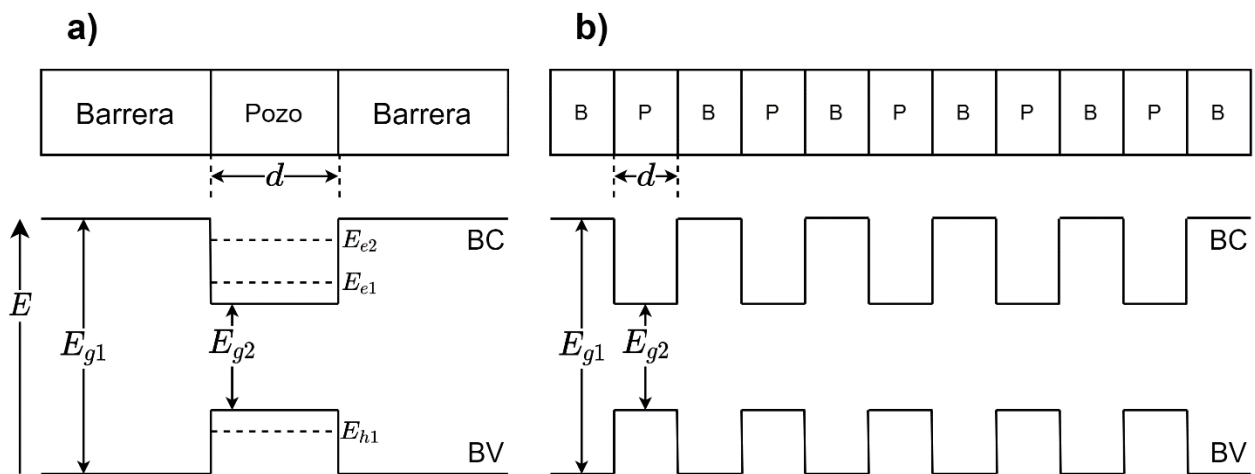


Figura 7. Diagramas de bandas de a) un pozo cuántico y de b) múltiples pozos cuánticos, indicando las subbandas de energía para los electrones (E_{e1} y E_{e2}) y huecos (E_{h1}), E_{g1} y E_{g2} son las energías de banda prohibida de las barreras (B) y el pozo (P), respectivamente, d es el grosor del pozo, BV es la banda de valencia y BC la de conducción.

Los pozos cuánticos del SOA empleado son hechos de InGaAs y las barreras, así como el resto de la región activa, son de InGaAsP. Ambas aleaciones son hechas de semiconductores intrínsecos y presentan una estructura cristalina tipo blenda de zinc crecida en la dirección [111]. Dado que la región activa se encuentra en medio de dos semiconductores de InP, uno tipo P y otro tipo N (ver figura 6), se trata de una estructura de doble heterounión N-I-MQW-I-P. Esta doble heterounión está crecida sobre un sustrato de InP de amplio espesor, el cual a su vez se encuentra sobre un electrodo metálico. El gran espesor del sustrato permite que su red cristalina, en el nivel donde se une con el semiconductor tipo N de la doble heterounión, contiene un “risco” (comúnmente conocido como *rib* en inglés) de un semiconductor tipo P de InP emparedado horizontalmente por dos polímeros y cubierto con un electrodo metálico.

2.4. Polarización de la luz

La luz se describe como una onda transversal, es decir, una onda cuya oscilación ocurre perpendicularmente a su dirección de propagación. La onda electromagnética posee las componentes de dos campos: magnético y eléctrico, que son ortogonales entre sí. La magnitud y fase de las componentes del campo eléctrico definen el estado de polarización de la luz (Sharma, 2006).

Matemáticamente, el campo eléctrico de la luz se puede describir de manera arbitraria con dos componentes ortogonales $E_x(t)$ y $E_y(t)$, alineadas respectivamente con los ejes cartesianos x y y , que en su forma exponencial se definen como:

$$E_x = E_{0x}e^{i(kz-\omega t)}, \quad (1)$$

$$E_y = E_{0y}e^{i(kz-\omega t+\phi)}, \quad (2)$$

donde E_{0x} y E_{0y} son las amplitudes de las componentes alineadas con los ejes x y y , y ϕ corresponde a la diferencia de fase entre ambas componentes. El estado de polarización se determina según la magnitud relativa y diferencia de fase entre estas dos componentes.

La polarización de la luz se puede describir de diversas maneras, por ejemplo, con vectores de Jones, para luz totalmente polarizada, o con parámetros de Stokes, para luz parcialmente polarizada. En la realización de esta tesis, el análisis de la polarización de la luz se llevó a cabo por medio de la esfera de Poincaré, la cual está íntimamente ligada a los parámetros de Stokes por lo que a continuación éstos se explicarán de manera sucinta.

2.4.1. Parámetros de Stokes

Para el caso de luz parcialmente polarizada, el estado de polarización puede ser descrito por medio de los parámetros de Stokes: S_0 , S_1 , S_2 y S_3 , que se representan a través del denominado vector de Stokes (Sharma, 2006):

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

El primer parámetro S_0 describe la potencia promedio de todo el haz de luz. El segundo parámetro S_1 describe la diferencia de potencia que existe entre las componentes de polarizaciones lineal vertical y horizontal del haz. En otras palabras, S_1 indica la preponderancia de la polarización lineal vertical sobre la polarización lineal horizontal. Por lo tanto, cuando $S_1 > 0$, la porción de la potencia total del haz que presenta una polarización lineal horizontal es mayor que la que presenta una polarización lineal vertical, y lo contrario sucede cuando $S_1 < 0$. De la misma manera, el parámetro S_2 expresa la preponderancia de la polarización lineal a $+45^\circ$ sobre la orientada a -45° , y S_3 indica el predominio de la polarización circular derecha sobre la circular izquierda. Los cuatro parámetros de Stokes pueden representarse matemáticamente en términos de las componentes de polarización del haz de la forma siguiente:

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \quad (4)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \quad (5)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi, \quad (6)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi. \quad (7)$$

Por otra parte, el vector de Stokes (ecuación 3) puede representarse en su forma normalizada como:

$$\frac{S}{S_0} = \begin{pmatrix} 1 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Los tres parámetros de Stokes normalizados ($s_1 = S_1/S_0$, $s_2 = S_2/S_0$ y $s_3 = S_3/S_0$) que aparecen en este vector se pueden representar gráficamente en la esfera de Poincaré, lo cual se explicará a continuación.

2.4.2. Esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré (ver figura 8), consiste en una esfera de radio unitario, cuyo espacio tridimensional tiene como ejes a los parámetros de Stokes s_1 , s_2 y s_3 (Sharma, 2006).

Cualquier estado de polarización de la luz puede entonces ser representado como un punto en la superficie de la esfera de Poincaré. El eje s_1 representa las polarizaciones lineales horizontal y vertical, mientras que el eje s_2 corresponde a las polarizaciones lineales orientadas $+45^\circ$ y -45° . Por lo tanto, el ecuador de la esfera, correspondiente al plano de los ejes s_1 y s_2 , representa a todas las polarizaciones lineales (donde se incluyen las polarizaciones lineales particulares: vertical, horizontal y a $\pm 45^\circ$). Los polos, correspondientes al eje s_3 , indican las polarizaciones circulares derecha e izquierda. Cualquier posición de la esfera, diferente de su ecuador o de sus polos, representa una polarización elíptica.

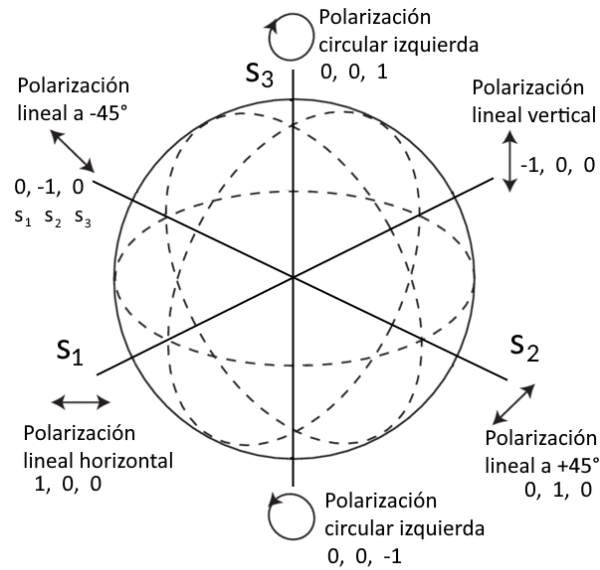


Figura 8. Esfera de Poincaré, donde los ejes corresponden a los parámetros de Stokes normalizados s_1 , s_2 y s_3 .

Habiendo explicado los conceptos básicos sobre la estructura y funcionamiento de los SOA, y la representación de la polarización de la luz, a continuación, se explicará a detalle los principios de operación del interruptor desarrollado en ese trabajo.

2.5. Principios de operación del interruptor propuesto

Como se mencionó anteriormente, un elemento central del interruptor desarrollado es un MQWSOA, capaz de inducir dos estados de polarización, ortogonales entre sí, en un haz de datos. El amplificador de manera natural implanta, en el haz de datos, un primer estado de polarización a su salida y, por medio de un haz de control de alta potencia, es posible obtener un segundo estado de polarización en el haz de datos.

Dicho lo anterior, el primer estado de polarización se obtiene a causa de la birrefringencia estructural de la guía de onda del MQWSOA (ver figura 6), que genera dos índices de refracción efectivos diferentes para los modos TE (transversal eléctrico) y TM (transversal magnético). Por lo tanto, si el haz de datos se introduce con una polarización que no sea lineal con orientación paralela a alguno de los ejes

propios de la guía de onda, se producirá una diferencia de fase entre sus componentes E_x y E_y , dando lugar a un cambio en su polarización a la salida del MQWSOA.

El segundo estado de polarización se obtiene al perturbar o modificar la birrefringencia estructural del amplificador, por medio de un haz de control de alta potencia (bajo ciertas circunstancias que después se explicarán a detalle). Dicho haz inducirá un cambio en el índice de refracción de la región activa del SOA a través de una alteración del índice no lineal producida por el efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido (SIQCSE). Este cambio local, en el índice de refracción de la región activa, induce un cambio en la birrefringencia estructural del SOA que modifica los índices de refracción efectivos de los modos TE y TM de la guía de onda del amplificador.

Dicho lo anterior, el MQWSOA es por lo tanto capaz de producir dos estados de polarización diferentes en una señal de datos. El primer estado ocurre cuando el haz de control está apagado, mientras que el segundo estado ocurre cuando está encendido. Dadas ciertas condiciones óptimas, es posible que el haz de control produzca una rotación en la polarización del haz de datos, de aproximadamente 180° en la esfera de Poincaré. Por lo tanto, los dos estados de polarización pueden ser ortogonales entre sí, permitiendo cambiar su dirección de propagación por medio de un divisor de haz o un acoplador sensible a la polarización. Con esto, se puede implementar un interruptor que efectúe la operación de la conmutación cruzada, es decir, se puede cambiar el puerto por donde saldrá el haz de datos, con solo apagar o encender el haz de control.

A continuación, se explicarán a detalle la birrefringencia estructural y la teoría que permite comprender su perturbación por medio del SIQCSE.

2.5.1. Primer estado de polarización debido a la birrefringencia estructural

Como se mencionó, el primer estado de polarización se genera debido a birrefringencia estructural de la guía de onda del MQWSOA. Por lo tanto, se analizarán los conceptos de guías de onda plana, de índices de refracción efectivo, y el análisis de guías bidimensionales por el método de índices efectivos.

2.5.1.1. Guía de onda plana

En el caso más simple, una guía de onda dieléctrica consiste en una capa de material dieléctrico (núcleo), de índice de refracción n_1 , rodeada de algún medio de menor índice de refracción n_2 (revestimiento). En esta estructura, cuando se introduce un haz de luz dentro del núcleo, este se reflejará en las paredes del revestimiento con un ángulo θ (ver figura 9). Si el ángulo complementario de θ es menor al ángulo crítico $\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_2/n_1)$, el haz se reflejará totalmente en las fronteras del núcleo, por lo cual será confinado dentro del núcleo y no presentará pérdidas de potencia. Al fenómeno anterior se le denomina como fenómeno de reflexión interna total.

Como se observa también en la figura 9, desde un punto de vista de la óptica geométrica, el haz de luz, con número de onda ω/c_1 , es reflejado totalmente en las paredes del núcleo. La constante de propagación asociada al haz confinado dentro de la guía de onda puede ser dividida en dos componentes: la axial o β (orientada en dirección al eje z), y la transversal o k_y (orientada en dirección al eje y).

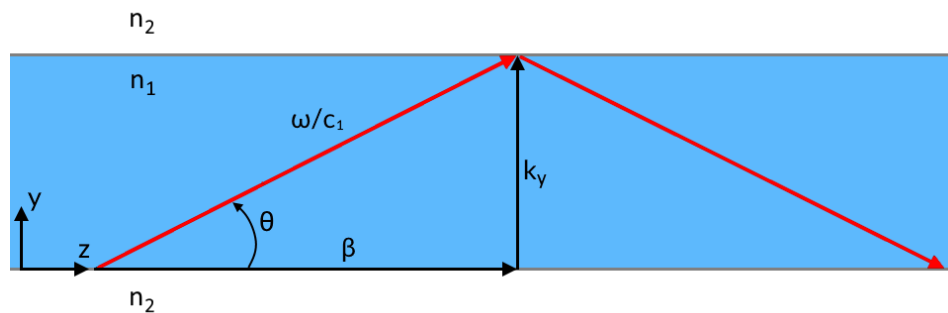


Figura 9. Relación geométrica entre el número de onda $\omega n_1/c$, la componente axial de la constante de propagación β , y la componente transversal de la constante de propagación k_y , en una guía de onda.

Puesto que la luz es confinada y guiada en la dirección axial, la velocidad de fase y, por ende, el índice efectivo (o el índice de refracción asociado a β) en dicha dirección está determinado por la componente axial de la constante de propagación β . Desde el punto de vista de la teoría electromagnética, la distribución del campo electromagnético transversal, es decir, el modo de propagación en la guía de onda, además de concentrarse mayoritariamente en la capa intermedia, también se expande hacia el revestimiento. Esto se puede observar en la figura 10, donde el modo presenta dos campos, uno interno que se propaga dentro de la guía, y otro externo que penetra las paredes con un decaimiento exponencial. Puesto que el modo, es decir todas las partes de la distribución del campo electromagnético transversal,

se propagan a la misma velocidad de fase a través de dos medios, con diferente índice de refracción, el cambio de fase de la onda asociada al modo debe representarse con un índice de refracción efectivo n_{eff} , el cual depende de la distribución del campo en la guía (Saleh y Teich, 2007).

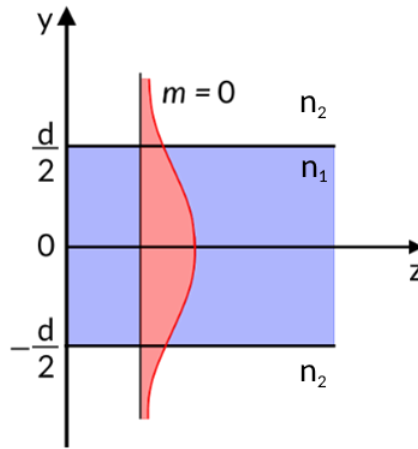


Figura 10. Modo fundamental de propagación en una guía dieléctrica de grosor arbitrario d .

El índice efectivo está dado por la expresión:

$$n_{\text{eff}} = \frac{c}{\omega} \beta. \quad (9)$$

Observando la figura 9, el índice de refracción efectivo puede representarse entonces en términos del número de onda del haz incidente ω/c_1 y de su componente transversal k_y , como:

$$n_{\text{eff}} = \frac{c}{\omega} \sqrt{(\omega n_1/c)^2 - k_y^2}. \quad (10)$$

Es necesario entonces determinar el valor de la componente transversal de la constante de propagación.

Sin embargo, el análisis de k_y varía debido a que la guía de onda plana puede soportar dos clases de modo, los cuales se denominan como TE (transversal eléctrico) y TM (transversal magnético). Como

se observa en la figura 11, en los modos TE, el campo eléctrico de la onda que se transmite en la guía no tiene componente en la dirección axial (z), es decir, tiene una única componente E_x . Por otro lado, en los modos TM, el campo magnético no tiene componente en la dirección axial, por lo que el campo eléctrico presenta las dos componentes E_y y E_z .

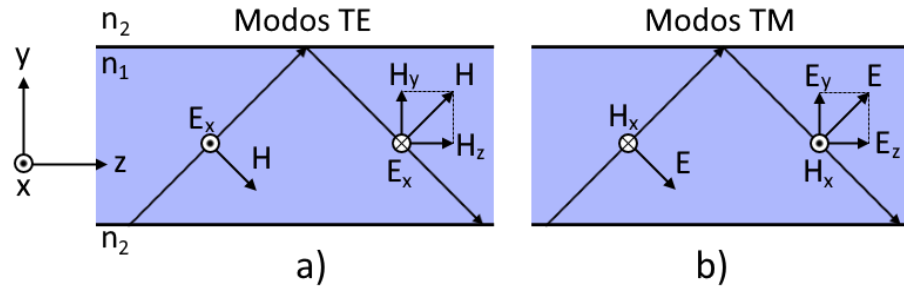


Figura 11. Orientación de los campos eléctricos y magnéticos en los modos de propagación a) TE y b) TM. Donde el punto y la cruz indican la dirección del eje x hacia adentro y hacia afuera de la página, respectivamente.

Dicho lo anterior, es necesario calcular k_y . Para esto, considerando inicialmente solo al modo TE, el campo eléctrico está dado por $E_x(y, z) = Au(y) \exp(-i\beta z)$, donde A es la amplitud y $u(y)$ es la distribución transversal del campo (ver figura 8) dada por:

$$u(y) = \begin{cases} \exp(\gamma_y y) & y < -\frac{d}{2} \\ \cos(k_y y) & -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \exp(-\gamma_y y) & y > \frac{d}{2} \end{cases}, \quad (11)$$

donde γ_y es la constante de atenuación de las regiones del modo que penetran el recubrimiento de la guía de onda (ver figura 10).

La distribución transversal $u(y)$ del campo, dada por la expresión 11 se introduce entonces en la ecuación espacial de Helmholtz en conjunto con la componente transversal de la constante de propagación k_y . Para tal efecto, se toma en cuenta la distribución geométrica de la figura 9 ($k_y^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2 - \beta^2$), lo cual da como resultado la ecuación siguiente:

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \right] u(y) = -\beta^2 u(y). \quad (12)$$

Por otro lado, puesto que se quiere calcular el índice efectivo del modo TE, se considera que la distribución transversal de la componente E_x es siempre continua, es decir, la constante de propagación β es idéntica tanto en el núcleo de la guía como en su recubrimiento. Por lo tanto, la componente E_x (lo cual implica matemáticamente a H_y) y su derivada $\partial E_x / \partial y$ (implicando a H_z) son continuas entre las fronteras de las tres capas, es decir, en $x = -d/2, d/2$.

Teniendo en cuenta las condiciones de frontera anteriores, al introducir la distribución (parte de la función de onda independiente del tiempo) dada por la ecuación 11 en la ecuación espacial de Helmholtz (ecuación 12), se obtendrán como resultado las ecuaciones de dispersión y de valor propio siguientes (Tamir, 1988):

$$k_y^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (n_2^2 - n_1^2) - \gamma_y^2, \quad (13)$$

$$k_y = \frac{2}{d} \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_y}{k_y} \right). \quad (14)$$

Con este sistema de ecuaciones, es posible entonces calcular el valor de la componente transversal k_y , la cual se puede introducir en la ecuación 10 para obtener el índice de refracción efectivo del modo.

Para el modo TM, el procedimiento para calcular la componente k_y es similar al caso del modo TE. La distribución del campo transversal $u(y)$ es igual para el campo magnético, dando como resultado la misma relación de dispersión de la ecuación 13. Sin embargo, para calcular el valor propio del modo TM, se debe considerar diferentes condiciones de frontera. En este caso, la componente H_x del campo magnético y su derivada $\frac{1}{n^2} \partial H_x / \partial y$ se consideran continuas cuando $x = -d/2, d/2$. Por lo que la ecuación de valor propio está dada ahora por la función siguiente:

$$k_y = \frac{2}{d} \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 \gamma_y}{n_2^2 k_y} \right). \quad (15)$$

Dado que la componente k_y es diferente entre los modos TM y TE, el índice de refracción efectivo n_{eff} , dado por la ecuación 10, también será diferente entre ambos y, por lo tanto, diferente en las direcciones x y y de la guía de onda.

Con el procedimiento anterior, es posible entonces obtener los índices de refracción para los modos TE y TM de una guía de onda plana. A continuación, se explicará el proceso para analizar una guía de onda bidimensional.

2.5.1.2. Birrefringencia de una guía de onda bidimensional

Si se considera una guía de onda bidimensional, cuya sección transversal se observa en la figura 12a, ésta permite el confinamiento de la luz en ambas direcciones transversales x y y . La descripción matemática de esta guía de onda es complicada en comparación al caso unidimensional, de tal manera que se emplean diferentes aproximaciones para su análisis. En particular, uno de los métodos utilizados para analizar estas guías es el denominado método de índices efectivos, en el cual un problema de guía de onda bidimensional es transformado en un problema de guía de onda efectiva unidimensional (Kawano et al., 2001), lo cual se explicará a continuación.

Primeramente, es importante mencionar que una guía de onda bidimensional, además de presentar modos de propagación TE y TM, también soporta modos híbridos. Sin embargo, si se considera el caso donde la guía de onda bidimensional presenta un mayor confinamiento de la luz en la dirección vertical (y), la propagación de la luz puede describirse solamente en términos de los modos TE y TM (Liu, 2005). Esto se debe a que, en una guía de este tipo, la luz se confina principalmente en la dirección vertical, de manera similar a una guía de onda plana vertical y, como ya se mencionó, esta guía soporta solamente los modos de propagación TE y TM (ver figura 11).

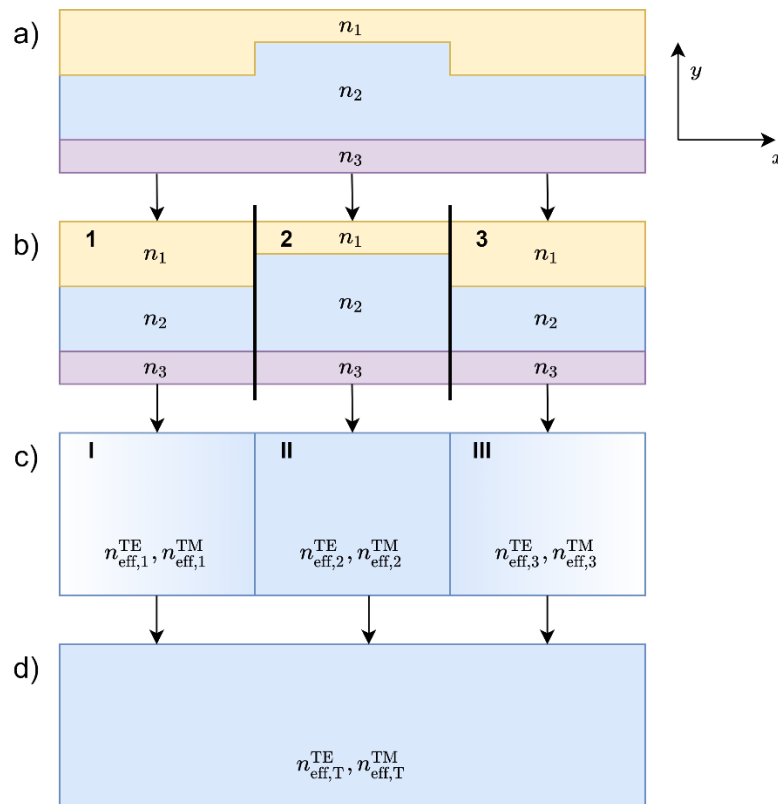


Figura 12. Representación gráfica del método del índice efectivo. a) Sección transversal de la guía de onda por simplificar. b) Seccionamiento de la guía de onda original en tres guías de onda verticales con capas de índice de refracción n_1 , n_2 y n_3 . c) Bloques equivalentes para cada una de las tres guías del inciso anterior con índices efectivos para los modos TE y TM denotados como $n_{\text{eff},1,2,3}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},1,2,3}^{\text{TM}}$, respectivamente y guía de onda horizontal equivalente. d) Bloque equivalente para toda la guía de onda con índices efectivos para los modos TE y TM denotados como $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$, respectivamente. En la parte superior derecha se muestra el referencial de coordenadas.

En nuestras futuras descripciones, siempre se considerará que todas las guías de onda que se analicen, solamente soportan los modos fundamentales transverso eléctrico y transverso magnético, los cuales, por motivos de sencillez, serán simplemente denotados como TE y TM. Por lo tanto, si se introduce un haz de luz, cuyo campo eléctrico está orientado de forma paralela al eje x (eje horizontal), excitará el modo TE de la guía de onda y la mayor parte de la potencia de este haz será confinado a lo largo del eje y . En este caso, dentro de la guía de onda existirán las componentes E_x y H_y de los campos eléctrico y magnético y se creará la componente H_z , las cuales se propagan con una misma constante de propagación que es la asociada al modo TE (de forma aproximada para un caso real donde si existe una pequeña componente E_z). Por otro lado, si el haz se introduce ahora con su campo eléctrico orientado de forma paralela al eje y (eje vertical), éste también será confinado principalmente a lo largo del eje y y excitará al modo TM de la guía de onda. En estas circunstancias, dentro de la guía de onda existirán las componentes

H_x y E_y de los campos magnético y eléctrico y se creará la componente E_z , las cuales, al igual que en el caso anterior, se propagan con una misma constante de propagación que es, en este caso, la asociada al modo TM (de forma aproximada para un caso real donde si existe una pequeña componente H_z). Dado que la componente del campo eléctrico E_x (E_y) se propaga con la constante de propagación del modo TE (TM), si el haz que se introduce al MQWSOA posee una polarización lineal orientada de manera paralela al eje x (horizontal) o al y (vertical), su velocidad de fase en la dirección axial puede describirse por los índices efectivos de los modos TE o TM, respectivamente. Dado lo anterior, coloquialmente se dice que un haz puede tener una polarización TE (lineal horizontal) o TM (lineal vertical).

Dicho lo anterior, la sección transversal de la guía de onda de la figura 12a se divide entonces en tres guías de onda equivalentes en el eje vertical (guías 1, 2 y 3 en la figura 12b). Estas tres estructuras corresponden a guías de onda plana, cuyo método de análisis se describió en la sección anterior. Cada guía equivalente confina a la luz en la dirección y , y se pueden presentar ambos modos de propagación TE y TM. Es necesario entonces resolver la ecuación espacial de Helmholtz (ecuación 12) para ambos modos de propagación, a través de los cuales se obtendrán los índices de refracción efectivos. Esto se realiza para cada una de las tres guías equivalentes, dando lugar a tres bloques equivalentes (bloques I, II y III de la figura 9c), donde las variables $n_{\text{eff},n}^{\text{TE}}$ ($n_{\text{eff},n}^{\text{TM}}$), con $n = 1, 2$ y 3 , corresponden a los índices efectivos de los modos TE (TM) de las guías 1, 2 y 3, respectivamente, de la figura 4b.

Los tres bloques equivalentes formarán a su vez una cuarta guía de onda equivalente horizontal (ver figura 12c). Esta guía de onda es también plana, pero al ser horizontal, la luz incidente es ahora confinada en la dirección x . Por lo tanto, el modo TE de esta nueva guía corresponde al caso donde el campo eléctrico tiene una sola componente orientada en la dirección del eje y , mientras que el modo TM presenta componentes orientadas en las direcciones de los ejes x y z . Finalmente, para calcular los índices de refracción efectivos de los modos TE y TM de la nueva guía de onda, se utilizan los índices efectivos $n_{\text{eff},n}^{\text{TM}}$ y $n_{\text{eff},n}^{\text{TE}}$ de cada uno de los bloques que la constituyen. Los índices efectivos que se obtienen para esta guía horizontal ($n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$) son representativos de la toda la guía de onda (ver figura 12d).

Al introducir un haz en la guía de onda, cuya polarización lineal está orientada en la dirección del eje x (y), éste será guiado en la dirección axial z , con una velocidad de fase dada por el índice efectivo $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ ($n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$). Puesto que la guía en cuestión es asimétrica, es decir, la distribución de sus capas (e índices de refracción) es diferentes en las direcciones transversales x y y , los índices efectivos $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$ tendrán valores distintos. Esto significa que si el haz se introduce con una polarización lineal orientada en

una dirección diferente a la de los ejes x y y , las distintas velocidades de fase, que observarán las dos componentes de su campo eléctrico, inducirán un cambio en su estado de polarización a la salida de la guía de onda.

El método de índices efectivos presentado en los párrafos anteriores puede ser utilizado también para analizar la estructura del MQWSOA empleado, lo cual será objeto de discusión en el punto siguiente.

2.5.1.3. Birrefringencia estructural de SOA

Como se mencionó anteriormente, el MQWSOA empleado también posee una estructura multicapa que funciona como guía de onda, en donde la luz incidente es confinada en la región activa. Para determinar su birrefringencia estructural se utilizará entonces el método del índice efectivo presentado en la sección precedente.

En la primera fase de este proceso se toma en cuenta la región activa del MQWSOA, la cual contiene múltiples pozos cuánticos (ver figura 13a). Puesto que estos pozos tienen un espesor muy pequeño ($< 20 \text{ \AA}$) en comparación al espesor total de la región activa (del orden de 1000 \AA), la transformación de ésta puede ser simplificada si se supone que hay una cantidad reducida de QW (< 5). En este caso, se asume que los QW están tan pegados en el centro de la región activa y abarcan un espacio tan pequeño de ella que, para fines prácticos, el modo que se propaga por la guía de onda se ve afectado aproximadamente igual si los QW están separados o pegados. Por tal motivo, la región activa se simplifica asumiendo que solamente posee un solo pozo cuántico central de espesor igual a la suma de los espesores de todos los pozos presentes en la región activa. Por lo tanto, esta capa puede considerarse como una guía de onda equivalente vertical, cuyo núcleo es el pozo cuántico central (ver figura 13b). Esta guía equivalente puede transformarse por medio del método de índices efectivos, dando como resultado un bloque equivalente en la región activa con índices efectivos $n_{\text{eff},1}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},1}^{\text{TM}}$, los cuales están asociados a las componentes de polarización E_x y E_y , respectivamente (ver figura 13c). Es importante mencionar que esta simplificación de la región activa del MQWSOA se efectúa con el único fin de facilitar el cálculo de los índices efectivos, y no se utilizará para analizar al fenómeno SIQCSE en las siguientes secciones.

Posteriormente, se transforma la estructura formada por la capa con índice n_1 y las dos capas laterales de índice n_2 , las cuales forman una guía de onda equivalente horizontal. Es importante recordar

que, al ser una guía horizontal, el modo TE (TM) se calcula con el campo eléctrico con su componente orientada en la dirección del eje y (x). Al obtener los índices efectivos de dicha guía de onda, estos elementos pueden ser entonces representados por un segundo bloque equivalente con índices efectivos $n_{\text{eff},2}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},2}^{\text{TM}}$ (ver figura 13d).

En la fase siguiente, se puede formar otra guía de onda equivalente vertical con los tres elementos superiores de índices n_e , $n_{\text{eff},2}^{\text{TE}}$, $n_{\text{eff},2}^{\text{TM}}$ y n_3 y los índices efectivos se calculan de manera similar caso anterior. Por lo tanto, esos tres elementos son representados como un nuevo bloque equivalente con índices de refracción efectivos $n_{\text{eff},3}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},3}^{\text{TM}}$ (ver figura 13e). Este nuevo bloque, en conjunto con los dos elementos inferiores, de índices n_4 y n_5 , formarán una última guía de onda equivalente vertical, cuyos índices efectivos $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$ son representativos de la estructura total (ver figura 13f), los cuales gobiernan la propagación de los modos TE y TM excitados por el haz incidente.

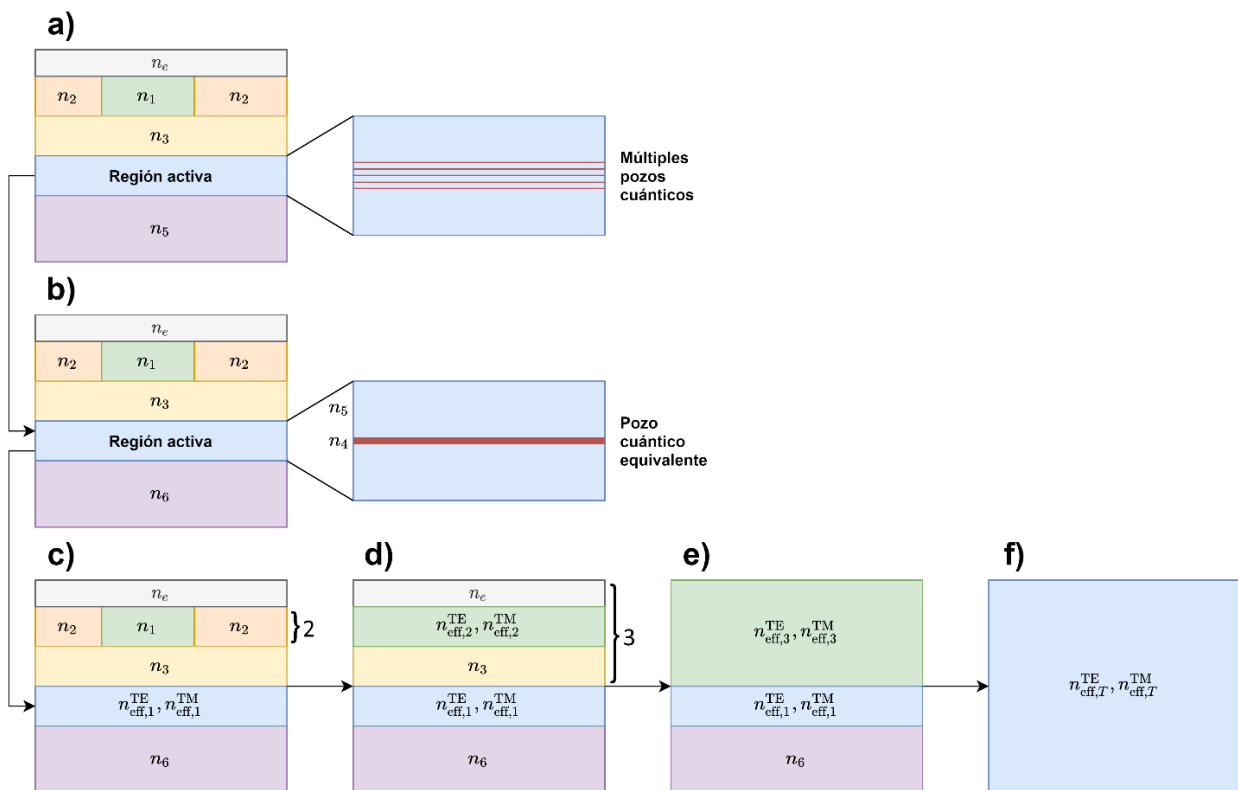


Figura 13. Representación gráfica del método del índice efectivo para el MQWSOA empleado. a) Sección transversal del MQWSOA, indicando los múltiples pozos cuánticos de la región activa. b) Región activa del SOA representada por un pozo cuántico equivalente. c) Bloque equivalente de la región activa, con los índices efectivos de los modos TE y TM, denotados por $n_{\text{eff},1}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},1}^{\text{TM}}$, respectivamente. d) bloque equivalente de la guía de onda horizontal (2), con los índices efectivos $n_{\text{eff},2}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},2}^{\text{TM}}$. e) Bloque equivalente de la guía de onda vertical (3), con los índices efectivos $n_{\text{eff},3}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},3}^{\text{TM}}$. f) Bloque equivalente para toda la sección transversal del SOA, con índices efectivos para los modos TE y TM, denotados por $n_{\text{eff},T}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff},T}^{\text{TM}}$.

Dicho lo anterior, los índices efectivos $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ y $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ tendrán valores diferentes debido a la estructura asimétrica del SOA. Por lo tanto, como se mencionó anteriormente, al introducir un haz cuya polarización tiene componentes en x y en y , éste experimentará una birrefringencia (Δn_{np}) dada por:

$$\Delta n_{\text{np}} = |n_{\text{eff}}^{\text{TE}} - n_{\text{eff}}^{\text{TM}}|_{\text{np}}. \quad (16)$$

Esta birrefringencia estructural (no perturbada) produce el primer estado de polarización del haz de datos, a la salida del MQWSOA. Por lo tanto, si la birrefringencia es perturbada, es decir, modificada de alguna manera, ocurrirá un cambio en el estado de polarización del haz de datos provocado por un cambio en la fase relativa de las componentes E_x y E_y de su campo eléctrico. La birrefringencia perturbada puede entonces escribirse como:

$$\Delta n_{\text{p}} = |n_{\text{eff}}^{\text{TE}} - n_{\text{eff}}^{\text{TM}}|_{\text{p}}. \quad (17)$$

Por lo que la diferencia de fase que se inducirá entre las componentes del campo eléctrico del haz de datos, a la salida del amplificador, al pasar de una birrefringencia no perturbada a una perturbada, será dada por la expresión siguiente (Soto et al., 2017):

$$\Delta\theta_{\text{p-np}} = \frac{2\pi L}{\lambda_d} [\Delta n_{\text{p}} - \Delta n_{\text{np}}], \quad (18)$$

donde L es la longitud de la región activa del MQWSOA y λ_d es la longitud de onda del haz de datos.

El cambio de fase relativa en las componentes E_x y E_y también puede calcularse y/o obtenerse de forma experimental a través de los parámetros de Stokes de la polarización del haz de datos cuando, el MQWSOA presenta una birrefringencia estructural no perturbada (parámetros s_2 y s_3 con superíndices np) y cuando éste presenta una perturbada (parámetros s_2 y s_3 con superíndices p):

$$\Delta\theta_{p-np} = \tan^{-1}\left(\frac{S_3^p}{S_2^p}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{S_3^{np}}{S_2^{np}}\right). \quad (19)$$

La perturbación de la birrefringencia estructural del MQWSOA puede llevarse a cabo, a través del SIQCSE, al introducirse dentro del amplificador un haz de control de alta potencia, lo cual se explicará a continuación.

2.5.2. Segundo estado de polarización debido a la perturbación de la birrefringencia estructural

Como se mencionó anteriormente, dada la estructura del MQWSOA, la diferencia entre los índices efectivos de los modos TE y TM producirá un cambio en la polarización del haz incidente, dando lugar al primer estado de polarización a la salida. El segundo estado de polarización ocurre al modificar el índice de refracción no lineal de los QW de la región activa, por medio de un haz de control de alta potencia. Puesto que el valor de los índices efectivos depende de los índices de refracción de las capas individuales de la guía de onda, éstos se verán modificados al producirse un cambio en el índice de refracción de los QW del MQWSOA. Por lo tanto, la modificación del índice no lineal de los QW perturbará el efecto de la birrefringencia estructural, produciendo un segundo estado de polarización a la salida del amplificador.

Es posible inducir un cambio en el índice no lineal de la región activa del amplificador, de manera puramente óptica, por medio del efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido (SIQCSE), utilizando un haz de control de alta potencia. Los principios de dicho fenómeno se explicarán a continuación.

2.5.2.1. Efecto piezoeléctrico

Cuando un esfuerzo mecánico es aplicado en ciertos materiales sólidos, conocidos como materiales piezoeléctricos, se induce una polarización eléctrica, lo cual se conoce como efecto piezoeléctrico. Cuando se trata de un material piezoeléctrico, cuya estructura es cristalina, la polarización eléctrica inducida se genera por medio de un desplazamiento desigual de los iones, más específicamente, un desplazamiento desigual de las cargas positivas con respecto al de las cargas negativas, como se puede ver en la figura 14. Dicho desplazamiento generará dipolos, los cuales darán lugar a un campo eléctrico

interno, denominado campo piezoeléctrico. Sin embargo, esto sólo es posible en aquellas estructuras cristalinas sin centro de inversión de simetría (Dahiya, 2013), que además estén crecidas en una dirección diferente a [001], siendo la dirección [111] donde se presenta el efecto piezoeléctrico con la mayor magnitud.

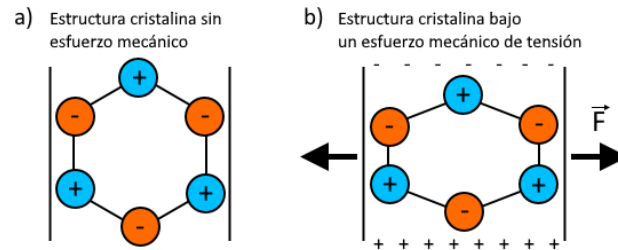


Figura 14. a) Red cristalina sin esfuerzo mecánico, donde las cargas de la estructura se neutralizan. b) Al introducir un esfuerzo (en este caso de tensión), ocurrirá una deformación de la estructura, de tal manera que las cargas se desplazarán de manera desigual, generando dipolos.

Mientras que el esfuerzo mecánico y, por ende, el campo piezoeléctrico, pueden generarse con una fuerza externa a la estructura, es posible generar un esfuerzo puramente interno por medio de dos materiales cristalinos con parámetros de red distintos. Para comprender esto, se debe mencionar que, en una estructura cristalina, los parámetros de red indican las dimensiones de las celdas unitarias. Cada material con estructura cristalina posee una celda unitaria de diferentes dimensiones y, por lo tanto, de distintos parámetros de red. Cuando se tiene dos materiales distintos, las dimensiones de sus estructuras cristalinas son entonces diferentes. Así, si sobre un material de gran espesor se crece una capa delgada de otro material, este último material se verá deformado debido a la diferencia que existe entre los parámetros de red (ver figura 15). Esta deformación produce un esfuerzo mecánico que genera un campo piezoeléctrico en el primer material de espesor reducido (Yongke, 2010).

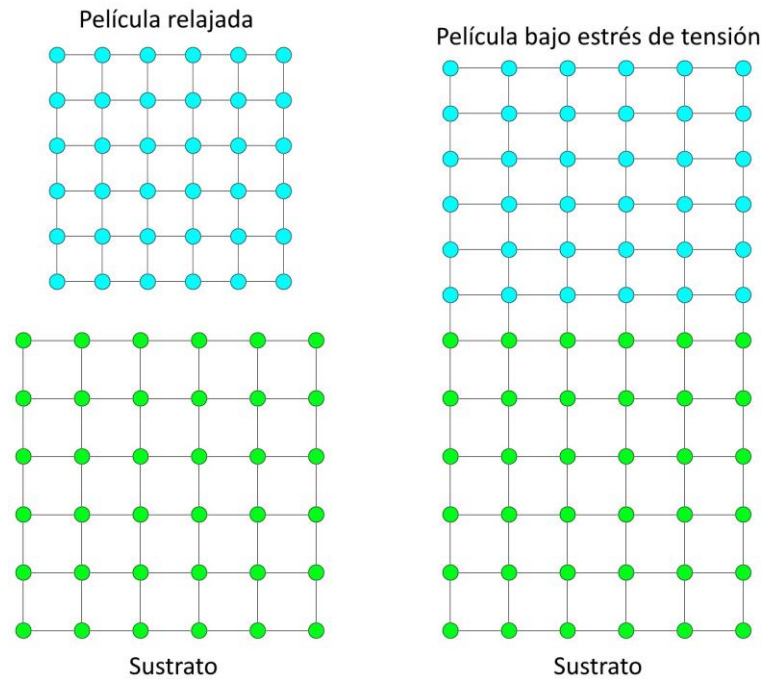


Figura 15. Estructura de una capa relajada (que no experimenta esfuerzo mecánico), y la deformación de su estructura al crecerse en una red cristalina (sustrato) de distinta constante de red.

Es importante mencionar, que el mismo efecto piezoeléctrico también modifica la energía de las bandas de conducción y de valencia de los materiales en cuestión. Específicamente, el esfuerzo mecánico se clasifica en dos tipos: hidrostático y cortante. En el esfuerzo hidrostático, las dimensiones de la celda unitaria se incrementan o se disminuyen de igual manera en todas direcciones, dando lugar a una modificación de la energía de banda prohibida del material. Por otro lado, el esfuerzo cortante deforma a la red cristalina en sólo uno de sus ejes, lo cual causa que las bandas de los huecos pesados y ligeros pierdan su degeneración. Este esfuerzo puede ser de compresión o de tensión, y la modificación que produce en las bandas de los huecos pesados y ligeros es esquematizada en la figura 16 (Choi, 2004).

En particular, el MQWSOA empleado en este trabajo de tesis presenta un campo piezoeléctrico en los pozos cuánticos que se encuentran embebidos en su región activa, debido al esfuerzo que se genera por las diferentes constantes de red que hay entre los semiconductores de esta región y el de los pozos. Los efectos del campo piezoeléctrico sobre la estructura de bandas de energía y las energías de cuantización de los portadores dentro de los pozos cuánticos se explicarán a continuación.

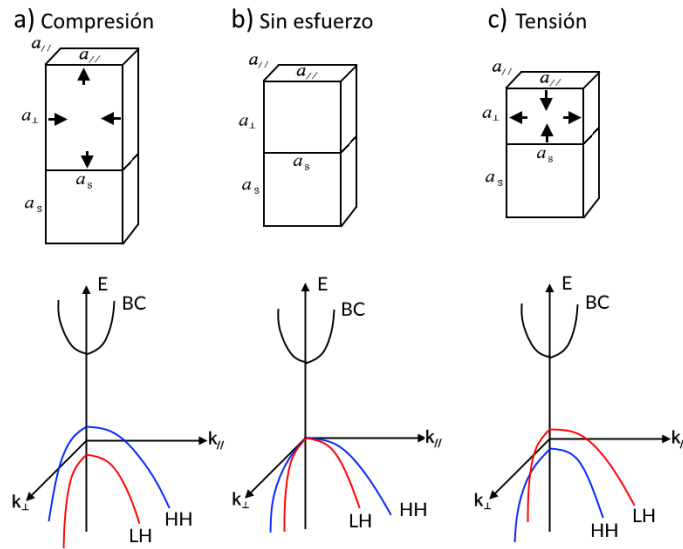


Figura 16. Representaciones gráficas de las celdas cristalinas (parte de arriba) y sus estructuras de bandas (parte de abajo) ante a) un esfuerzo de compresión, b) sin esfuerzo y c) un esfuerzo de tensión. LH es la banda de huecos ligeros y HH la de huecos pesados. a_{\perp} y a_{\parallel} son los parámetros de red en las direcciones perpendicular y paralela al plano de crecimiento, y a_s es el parámetro de red del sustrato. k_{\perp} y k_{\parallel} son los números de onda para las direcciones perpendicular y paralela al plano de crecimiento.

2.5.2.2. Efecto piezoeléctrico en pozos cuánticos

Como ya se mencionó en la sección 2.3, los QW y las barreras del SOA empleado están hechos de InGaAs y de InGaAsP, respectivamente. Estos semiconductores tienen una estructura cristalina tipo blenda de zinc, la cual es centro-simétrica y, por lo tanto, carece de simetría de inversión. Bajo dicha estructura, si los pozos cuánticos se crecen en una orientación distinta a la dirección [001] (como es el caso del MQWSOA empleado, cuyas capas fueron crecidas en la dirección [111]), y son sometidos a un esfuerzo mecánico se producirán dipolos, los cuales darán como resultado la generación de un campo piezoeléctrico (Smith, 1986). En el caso específico del amplificador utilizado en esta tesis, el esfuerzo proviene del hecho que el semiconductor de las barreras posee una constante de red más pequeña que la de la red cristalina del semiconductor de los QW. Es importante mencionar que, debido al pequeño grosor que tienen los QW, se considera que sólo en ellos se suscita un esfuerzo mecánico y, por lo tanto, el campo piezoeléctrico se presenta solamente dentro de los pozos.

Generalmente, hay dos direcciones principales en las cuales se puede aplicar un campo eléctrico a los pozos cuánticos: paralela a las capas, o perpendicular a las capas. Si el campo eléctrico se introduce

con una dirección perpendicular a las capas, se produce una distorsión de la energía potencial de los pozos cuánticos (Bastard, 1991), lo cual se puede observar en la figura 17.

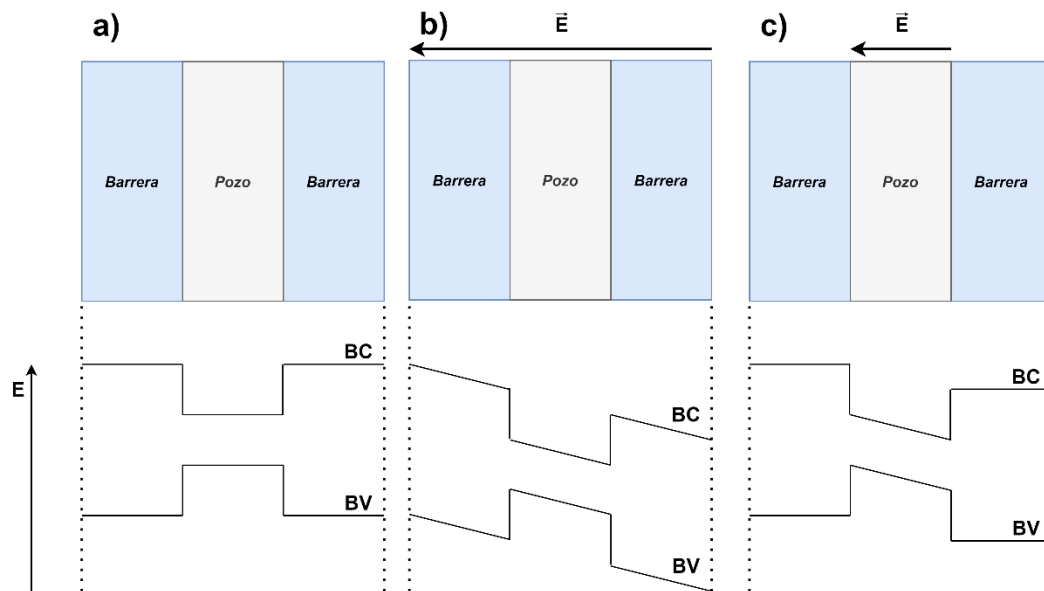


Figura 17. Representaciones gráficas de las capas de un pozo cuántico (parte de arriba) y sus diagramas de energía potencial (parte de abajo) cuando a) no hay campo eléctrico, b) con distorsión debido a un campo eléctrico perpendicular a las capas, y c) con distorsión cuando el campo sólo se introduce dentro del pozo.

Al hacer incidir un haz de luz, en una estructura con QW, con una energía de fotón mayor a la energía de la banda prohibida de los pozos (E_{gw}) o, de menor energía que ésta, pero con suficiente potencia como para producir una absorción de dos fotones (TPA, por sus siglas en inglés “two-photon absorption”) significativa, se generarán portadores libres. Estos portadores serán entonces confinados dentro de los pozos cuánticos debido al potencial de las barreras.

Dicho lo anterior, si se introduce un campo eléctrico con dirección perpendicular a las capas, los electrones y huecos fotogenerados serán desplazados hacia las barreras del pozo cuántico, en direcciones opuestas. Esto modificará las funciones de onda de los portadores; en lugar de ser sinusoidales se convertirán en funciones de Airy, puesto que la posición promedio de éstos ha cambiado dentro del pozo. Por lo tanto, al modificarse la función de onda de los portadores también se modifica la energía de confinamiento o de cuantización de éstos (Miller et al., 1984).

Como se mencionó anteriormente, el SOA empleado contiene una unión P-I-N. En esta unión ocurre una difusión de los portadores (huecos y electrones) entre los semiconductores de tipos N y P. En

equilibrio térmico y sin excitación externa, en esta unión ocurre una difusión de electrones (huecos) del semiconductor tipo N (P) al tipo P (N). Esta difusión de portadores deja cargas ancladas positivas (negativas) del lado del material tipo N (P), sobresalientemente en la región de la unión, lo cual da por resultado la creación de un potencial interno que genera un campo eléctrico \vec{E}_{pin} , cuya orientación es perpendicular a las capas del amplificador, siendo su sentido del semiconductor tipo N al tipo P.

El campo piezoeléctrico (\vec{E}_p) que se presenta en los pozos cuánticos del MQWSOA, tiene también una orientación perpendicular a las capas. El sentido del campo piezoeléctrico depende del tipo de esfuerzo cortante que se presenta en el pozo cuántico. En el amplificador empleado, el semiconductor de los pozos tiene un mayor parámetro de red que el de las barreras, por lo tanto, el esfuerzo es de compresión. Esto da lugar a un campo piezoeléctrico cuyo sentido es del semiconductor tipo P al tipo N, por lo que es opuesto al campo \vec{E}_{pin} (Smith, 1986).

Ambos campos eléctricos \vec{E}_p y \vec{E}_{pin} producen una distorsión en el potencial de los pozos, pero en direcciones contrarias. Bajo la acción total de estos campos, los electrones y huecos fotogenerados serán desplazados hacia las paredes de los pozos cuánticos, pero en direcciones contrarias y, como se mencionó anteriormente, sufrirán de una modificación de sus energías de confinamiento. Cabe mencionar, que para un esfuerzo del 1 al 2%, el campo piezoeléctrico total (de todos los QW) es mayor al campo interno de la unión, por lo que los electrones y huecos, si bien observan un desplazamiento menor, éste se lleva a cabo en la misma dirección que haría únicamente el campo piezoeléctrico.

Sin embargo, los portadores fotogenerados producirán un efecto de apantallamiento interno del campo piezoeléctrico. Esto se debe a que los electrones y huecos, o las cargas negativas y positivas, respectivamente, son desplazadas hacia las barreras de los pozos, en direcciones opuestas, al polo negativo y positivo de la diferencia de potencial que da nacimiento al campo piezoeléctrico. Así, los dipolos que se generan por los portadores fotogenerados, separados en los QW, tendrán necesariamente sus polos en la dirección contraria a la del campo piezoeléctrico. Esto significa, que los mismos portadores fotogenerados darán lugar a un campo eléctrico adicional (\vec{E}_f), dentro de los pozos, el cual se opone al campo \vec{E}_p .

Por otra parte, como ya se mencionó, el campo piezoeléctrico distorsiona los pozos de potencial (ver figura 18a), lo cual produce una “deformación en escalera” en todo el colectivo de pozos cuánticos, como se puede apreciar en la figura 18b. Sin embargo, el campo \vec{E}_{pin} , que actúa sobre toda la región

activa, también distorsiona los pozos de potencial, pero en dirección opuesta. Si se considera que el efecto acumulado, del campo piezoeléctrico de todos los pozos, sobre la “estructura cuántica de potencial” es mayor que el efecto que produce el campo de la unión, entonces se formarán mínimos locales de energía para los portadores, en las fronteras de la región de los QW con el semiconductor intrínseco, como se muestra en la figura 19 (Huang et al., 1994).

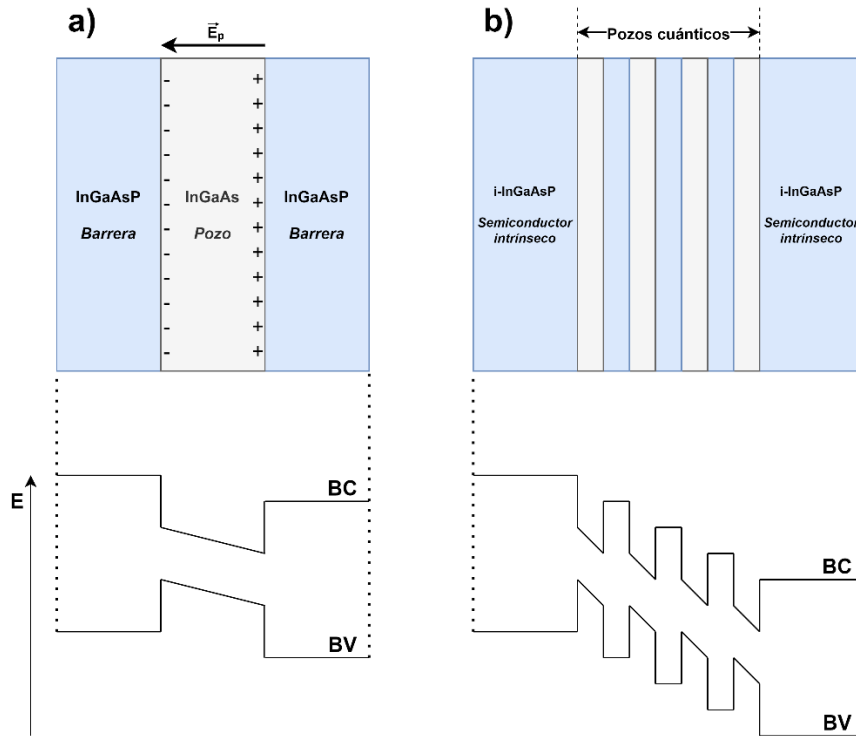


Figura 18. Representaciones gráficas de las capas (parte de arriba) de a) un pozo cuántico del MQWSOA empleado y b) de su región activa. Se muestran también sus diagramas de energía potencial (parte de abajo) a) ante el campo piezoeléctrico \vec{E}_p dentro del pozo, y b) su distorsión en “escalera” cuando se presentan múltiples QW, donde BC corresponde a la banda de conducción y BV es la banda de valencia.

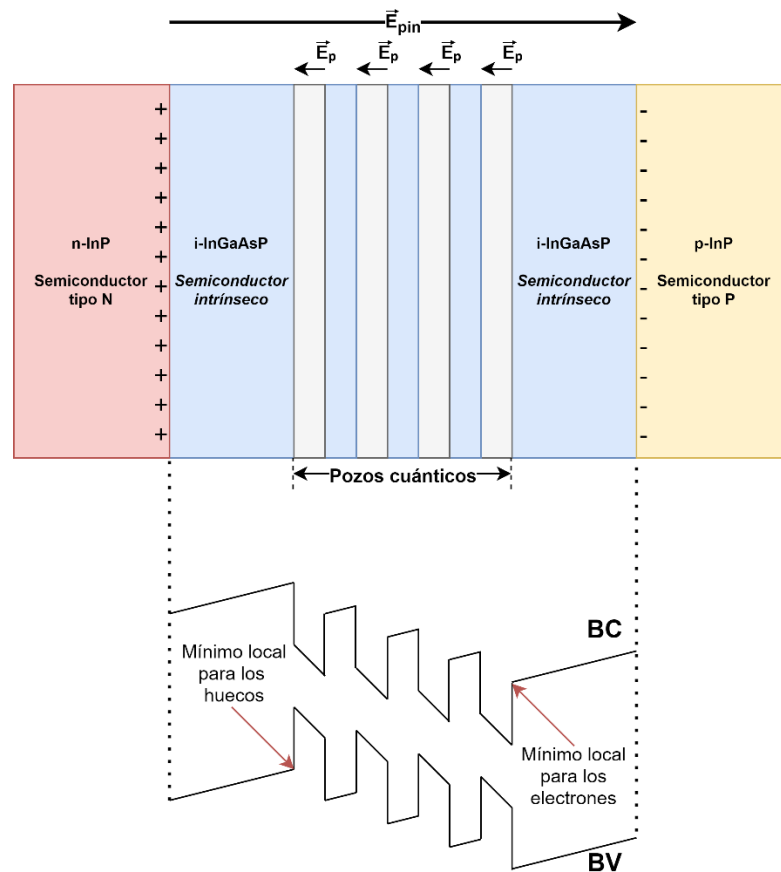


Figura 19. Representación gráfica de las capas de la unión N-I-MQW-I-P del MQWSOA (parte de arriba) y la distorsión de la energía potencial de su región activa (parte de abajo), bajo la influencia del campo de la unión P-I-N (\vec{E}_{pin}) y del campo piezoeléctrico (\vec{E}_p). BC corresponde a la banda de conducción y BV es la banda de valencia.

Dado lo anterior, cuando los portadores fotogenerados escapan eventualmente de los pozos, por energía térmica, estos se acumulan en los mínimos locales que se producen por la presencia de los campos \vec{E}_p y \vec{E}_{pin} . Esta acumulación de cargas produce un momento dipolar, dando lugar a un campo eléctrico \vec{E}_i . Además, puesto que los electrones se acumulan en el semiconductor intrínseco que colinda con el semiconductor tipo P, el campo E_i tiene una dirección idéntica a la del campo \vec{E}_{pin} , por lo que se produce un efecto de apantallamiento externo del campo piezoeléctrico (Huang et al., 1994).

Se pueden presentar entonces cuatro campos eléctricos en el MQWSOA: el campo piezoeléctrico (\vec{E}_p), el campo de la unión P-I-N (\vec{E}_{pin}) y, los campos de apantallamiento interno (\vec{E}_i) y externo (\vec{E}_i). La dirección de estos campos es perpendicular a las capas del MQWSOA, por lo que todos ellos distorsionan tanto el potencial de los pozos como las funciones de onda y las energías de cuantización de los portadores. Este fenómeno, en donde la energía de cuantización de los portadores en un pozo cuántico se modifica

por medio de un campo eléctrico, se le denomina efecto de confinamiento cuántico Stark (QCSE, por sus siglas en inglés “*quantum confined Stark effect*”).

A continuación, se analizará el efecto de los campos anteriores sobre las energías de cuantización de los portadores, y se explicará el SIQCSE.

2.5.2.3. Efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido

Al introducir un haz de luz en la región activa del MQWSOA, se producirán portadores fotogenerados. Entonces, el campo piezoeléctrico (\vec{E}_p) de cada pozo cuántico causará un desplazamiento de estos portadores, lo cual perturbará sus energías de confinamiento dentro del pozo. En particular, habrá un decremento en sus energías de confinamiento, es decir, un corrimiento hacia el rojo.

Sin embargo, en el amplificador se presenta el campo de la unión P-I-N (\vec{E}_{pin}), y los mismos portadores fotogenerados producirán los campos de apantallamiento interno (\vec{E}_f) y externo (\vec{E}_i), los cuales se oponen a los campos piezoeléctricos de los pozos. Los portadores dentro de los pozos verán sus funciones de onda deformadas de acuerdo a la influencia de estos cuatro campos. Por lo tanto, el campo eléctrico total que afecta a toda la estructura de pozos cuánticos de manera perpendicular al plano de sus capas está dada por la expresión siguiente:

$$\vec{E}_T = \vec{E}_{pin} + \left[\frac{N_{QW} L_w (\vec{E}_p + \vec{E}_f)}{L_{ra}} \right] + \vec{E}_i \frac{L_{MQW}}{L_{ra}}, \quad (20)$$

donde N_{QW} es el número de QW que hay en el amplificador, L_w es el espesor de los QW, L_{ra} es el espesor de la región activa y L_{MQW} es el largo de la región de los QW.

Por lo que cada pozo en particular experimenta un campo eléctrico neto, dado por:

$$\vec{E}_{neto} = \vec{E}_T + \vec{E}_p + \vec{E}_f. \quad (21)$$

Como se mencionó anteriormente, en el amplificador utilizado, el campo piezoeléctrico total es mayor que el campo proveniente de la unión, por lo tanto, el campo de la unión reduce el corrimiento hacia el rojo que el campo piezoeléctrico produce en la energía de cuantización de los portadores. Los campos de apantallamiento también se oponen al campo piezoeléctrico, por lo que también reducen el corrimiento hacia el rojo que este último campo impone en la energía de cuantización de los portadores. Sin embargo, la magnitud de los campos de apantallamiento varía en función de la potencia óptica del haz incidente. Por lo tanto, al incrementar la potencia óptica del haz y, por ende, el número de portadores libres, también se incrementará la magnitud de los efectos de apantallamiento. Es decir, el corrimiento hacia el rojo que induce el campo piezoeléctrico en la energía de cuantización disminuirá al aumentar la potencia del haz que perturba al MQWSOA. Lo anterior se puede interpretar como el establecimiento de un corrimiento relativo, de la energía de cuantización de los portadores, hacia el azul que es una función de la amplitud de los campos de apantallamiento.

Puesto que es el propio campo piezoeléctrico quien al separar a los portadores libres dentro de los pozos y al deformar a éstos, permitiendo el escape de los electrones y huecos, induce la creación de los campos de apantallamiento interno y externo que inhiben su efecto, a este fenómeno se le ha denominado como efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido (SIQCSE, por sus siglas en inglés “self-induced quantum confined Stark effect”).

Es importante mencionar que la presencia del campo de apantallamiento externo depende de si los electrodos del SOA están en corto circuito o en circuito abierto. Para el caso de los electrodos en corto circuito, los portadores que se acumulan en las fronteras de los pozos y el semiconductor intrínseco (debido a los mínimos locales de energía), son drenados de manera inmediata a través de los electrodos. Por lo tanto, este campo de apantallamiento es eliminado y no contribuye al SIQCSE. Por otro lado, cuando los electrodos están en circuito abierto, los portadores logran acumularse en los mínimos locales, generándose el campo de apantallamiento externo.

De todo lo anterior, es claro entonces que es posible producir un corrimiento de las energías de cuantización de los portadores dentro de los pozos de la región activa del MQWSOA y, por ende, un corrimiento de su espectro de absorción en función de la potencia de un haz de control. Como ya se explicó, el corrimiento en el espectro de absorción producirá un cambio en el espectro del índice de refracción que se explotará para modificar la polarización de un segundo haz de datos. Cabe mencionar que, dado que el SOA utilizado en este trabajo tiene una estructura de QW, su espectro de absorción presenta de manera natural resonancia excitónicas que también se desplazan por el SIQCSE y que generan

localmente, espectralmente hablando, cambios de gran magnitud en el índice de refracción. A continuación, se hará una explicación de estas líneas de absorción excitónicas.

2.5.2.4. Líneas de absorción excitónicas

Cuando, por ejemplo, bajo una excitación óptica, se genera un par electrón-hueco en un semiconductor directo, ambos portadores son ligados debido a la atracción de Coulomb. Se dice entonces que dicho par es una cuasipartícula, la cual es denominada *excitón*. Debido a la energía “salvada” resultante de la atadura o ligadura del par hueco-electrón, se requiere menos energía para generar una transición excitónica en comparación con la requerida para lograr la transición interbanda de menor energía (energía del gap). Por esta razón, los excitones son los responsables de la aparición de líneas de absorción intensas en energías por debajo de la energía de la banda prohibida, en una región espectral donde se espera, normalmente, que haya transparencia. A temperatura ambiente, en semiconductores masivos, la energía de atadura de los excitones es menor a la energía térmica, por lo que éstos son destruidos o ionizados de manera inmediata por colisiones portador-fonón y solamente existen en temperaturas extremadamente bajas. Este hecho provoca que, a temperatura ambiente, no se observen líneas de absorción excitónicas en semiconductores masivos. Sin embargo, en pozos cuánticos de semiconductor, los pares electrón-hueco son confinados en la región del pozo, lo cual da como resultado una reducción forzosa de su separación, y en consecuencia un incremento de la atracción de Coulomb, que existen entre ellos. En relación al acoplamiento excitón-fonones, éste no se ve afectado por los pozos cuánticos, lo que permite entonces la observación de líneas de absorción excitónicas a temperatura ambiente en pozos cuánticos de semiconductor. Por estas razones, a una temperatura de 23°C, en el MQWSOA empleado en este trabajo, se observan líneas de absorción excitónicas semejantes a las presentadas en el espectro de la figura 20, donde se distinguen claramente dos de ellas correspondientes a los pares electrón-hueco ligero y electrón-hueco pesado. Estas líneas de absorción se encuentran localizadas en diferentes frecuencias (o longitudes de onda) debido a que los excitones que las generan tienen una energía de atadura diferente, ya que la masa efectiva de los huecos ligeros es distinta a la de los huecos pesados (Klingshirn, 2012). La posición espectral de las líneas de absorción también depende del esfuerzo al que esté sometido el semiconductor de los QW. Efectivamente, el esfuerzo de corte, dependiendo de si es de compresión o de tensión puede desplazar a la banda de los huecos ligeros hacia energías inferiores a las representadas en la banda de huecos pesados como se puede ver en la figura 16.

En tal situación, la línea de absorción de los huecos ligeros podría aparecer localizada en una energía menor a aquella donde se encuentra ubicada la de los huecos pesados.

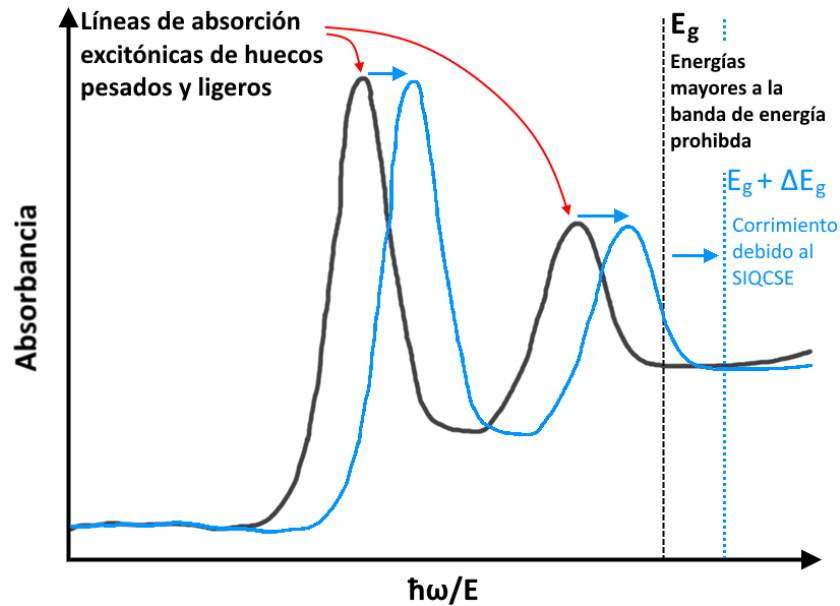


Figura 20. Espectro de absorción de un pozo cuántico de semiconductor (en negro), donde se observan las líneas de absorción excitónicas. También se muestra el corrimiento de dichas líneas excitónicas (en azul), y de la banda de energía prohibida, hacia mayores energías debido al SIQCSE.

De la discusión anterior, y tomando en cuenta una energía de cuantización de los portadores fotogenerados estimada a partir de los bordos de los QW, se desprende que la energía de los excitones (E_{ex}) está dada por:

$$E_{ex} = E_g + E_c - E_{bx}, \quad (22)$$

donde E_g es la energía de la banda prohibida del semiconductor en cuestión, la cual puede estar afectada por un esfuerzo, E_c es la energía total de cuantización de los portadores (la de los electrones más la de los huecos) para el primer subnivel, y E_{bx} es la energía de atadura.

Como ya se explicó anteriormente, si dentro de los QW hay un campo piezoeléctrico, la energía de los excitones (E_{ex}) se reducirá (o sufrirá un corrimiento hacia el rojo) ya que la energía de cuantización (E_c) de los portadores fotogenerados es disminuida por este campo, o por el campo resultante de la suma vectorial del campo piezoeléctrico y el campo interno de la unión, en caso de existir (ver ecuación 22). Es

importante notar que el campo piezoeléctrico o el campo total dentro de los QW empuja a los huecos y a los electrones fotogenerados en sentidos opuestos hacia las paredes de los pozos, lo cual reduce la energía de atadura (E_{bx}) de los excitones, dando lugar a un aumento de su energía o a un corrimiento hacia el azul de ésta (ver ecuación 22). Si la excitación óptica es débil (haz de prueba), este corrimiento hacia el azul es insignificante en comparación con la reducción de la energía de los excitones proveniente de la disminución de la energía de cuantización de los portadores fotogenerados. Por esta razón, el puro campo piezoeléctrico (o el campo total dentro de los QW), lo que genera en realidad es un corrimiento hacia el rojo de la energía de los excitones. No obstante, si la potencia de la excitación óptica es incrementada drásticamente (e.g. por un haz de control), la gran cantidad de portadores fotogenerados que habrá, dentro de los QW y fuera de ellos por su escape, formarán campos de apantallamiento interno y externo respectivamente, que disminuirán al campo piezoeléctrico. Lo anterior tiene como consecuencia una restauración o un aumento de las energías de cuantización de los portadores fotogenerados y el consecuente corrimiento relativo hacia el azul de la energía de los excitones (ver ecuación 22), o bien la manifestación del SIQCSE.

Dicho lo anterior, es entonces posible modificar el espectro de absorción de la región activa de un MQWSOA, en conjunto con sus líneas excitónicas, a través de fluctuar severamente la potencia de un haz de control. El cambio en el espectro de absorción producirá un fuerte cambio en el índice no lineal de los QW de la región activa del MQWSOA, particularmente alrededor de las líneas de absorción excitónicas, que generará una perturbación de la birrefringencia estructural de la guía de onda del amplificador. En nuestro caso particular, se buscará que las fluctuaciones de potencia del haz de control produzcan, a la salida del MQWSOA empleado, dos birrefringencias que, al actuar sobre un haz débil de datos, generen en el campo eléctrico de éste, dos estados de polarización ortogonales. A continuación, se explicará cómo se puede determinar el cambio, que sufre el índice no lineal de los QW, producido por el efecto Stark de confinado cuántico.

2.5.2.5. Modificación del índice no lineal de los pozos cuánticos

Cuando una onda de luz de frecuencia ω se transmite a través de algún medio, su velocidad de fase está regida por el índice de refracción $n(\omega)$ del material por donde viaja. Sin embargo, dicho haz de luz también experimenta una atenuación, dada por el coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ del material. Ambos términos están relacionados a través del índice de refracción complejo $\eta(\omega)$, dado por:

$$\eta(\omega) = n(\omega) + i\alpha(\omega)c/2\omega, \quad (23)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío.

Por lo tanto, dada la expresión anterior, la parte real $n(\omega)$ y parte imaginaria $\alpha(\omega)$ mantienen una correlación, la cual se describe a través de las denominadas relaciones de Kramer-Krönig (KK). Por ejemplo, conociendo el coeficiente de absorción del material, el índice de refracción se obtiene a través de la siguiente relación de KK:

$$n(\omega) - 1 = \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (24)$$

Si se considera una perturbación ξ en la absorción del material, dada por algún fenómeno, la relación de KK demuestra que éste cambio también se verá reflejado en el índice de refracción. Es posible entonces relacionar el cambio en el índice de refracción $\Delta n(\omega)$ con la perturbación del coeficiente de absorción $\Delta\alpha(\omega)$, por medio de la expresión siguiente, dada por Sheik-Bahae *et al.* (1991):

$$\Delta n(\omega; \xi) = \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega'; \xi)}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (25)$$

En particular, el SIQCSE recorre el bordo de absorción y todo el espectro de absorción de los QW, del MQWSOA empleado en este trabajo, por una cantidad proporcional a la potencia del campo total \vec{E}_{neto} que se crea dentro de los pozos por el efecto piezoeléctrico, el campo interno de la unión y los campos de apantallamiento interno y externo. Tal corrimiento en la energía de cuantización de los portadores está dada por la expresión siguiente para el primer subnivel cuantizado (Bastard *et al.*, 1983):

$$\Delta E_{q1}^{e1} = -(\Delta E_{c1_e} + \Delta E_{c1_q}) = -\frac{e^2 E_{\text{neto}}^2}{8\hbar^2} \left[\Omega_e^2 m_{wT_e}^* L_{\text{weff}_e}^4 + \Omega_q^2 m_{wT_q}^* L_{\text{weff}_q}^4 \right], \quad (26)$$

donde e es la carga eléctrica del electrón, \hbar es la constante de Planck normalizada, L_{weff_e} (L_{weff_q}) es el ancho efectivo del pozo para los electrones (huecos pesados o ligeros), $m_{\text{wT}_e}^*$ ($m_{\text{wT}_q}^*$) es la masa efectiva fuera del plano (dirección z) de los electrones (huecos pesados o ligeros) en el pozo cuántico, y tanto Ω_e^2 como Ω_q^2 están dadas por la expresión siguiente:

$$\Omega_n = \frac{\frac{1}{3} + \frac{\sin k_{\text{w}0_n}}{k_{\text{w}0_n}} + \frac{2 \cos k_{\text{w}0_n}}{k_{\text{w}0_n}^2} - \frac{2 \sin k_{\text{w}0_n}}{k_{\text{w}0_n}^3} + \frac{2}{k_{\text{b}0_n}} \left(1 + \frac{2}{k_{\text{b}0_n}} + \frac{2}{k_{\text{b}0_n}^2} \right) \cos^2 \left(\frac{k_{\text{w}0_n}}{2} \right)}{1 + \frac{\sin k_{\text{w}0_n}}{k_{\text{w}0_n}} + \frac{2}{k_{\text{b}0_n}} \cos^2 \left(\frac{k_{\text{w}0_n}}{2} \right)}, \quad (27)$$

donde $n = e$ (electrones) o q (huecos pesados o ligeros), $k_{\text{w}0_n}$ es el vector de onda del primer subnivel de energía (E_{0_n}) sin perturbar, mientras que $k_{\text{b}0_n}$ es el vector de onda que representa el decaimiento de la función de onda de los portadores, cuando estos penetran las barreras del pozo. $k_{\text{w}0_n}$ y $k_{\text{b}0_n}$ están dadas por las expresiones siguientes:

$$k_{\text{w}0_n} = \sqrt{\frac{2m_{\text{wT}_n}^* L_{\text{w}}^2 E_{0_n}}{\hbar^2}}, \quad (28)$$

$$k_{\text{b}0_n} = \sqrt{\frac{2m_{\text{bT}_n}^* L_{\text{w}}^2 (V_{0_n} - E_{0_n})}{\hbar^2}}, \quad (29)$$

donde $m_{\text{bT}_n}^*$ es la masa efectiva fuera del plano en la barrera, y V_{0_n} indica la profundidad en energía del pozo, es decir, la diferencia de energía entre la BC (BV) y el primer nivel de energía de los electrones (huecos) dentro del pozo.

En este punto es importante recordar que al aumentar la potencia del haz de control aumentan los campos interno y externo de apantallamiento, los cuales contrarrestan al campo piezoeléctrico. Por esta razón, \vec{E}_{neto} en la ecuación 25 disminuye conforme aumenta la potencia del haz de control, dando por resultado un decremento en el valor de $\Delta E_{\text{q}1}^{\text{e}1}$, que genera una energía de cuantización cada vez más

grande. En efecto, ya que según la ecuación 26, ΔE_{q1}^{e1} es negativa, una disminución de su valor aumentará la energía de cuantización total (E_c) de los portadores, la cual es dada por la expresión siguiente:

$$E_c = E_{c0} + \Delta E_{q1}^{e1}, \quad (30)$$

donde E_{c0} es la energía de cuantización de los portadores dentro de los QW sin perturbación óptica.

Entonces, el aumento de E_c conforme aumenta la potencia del haz de control, provoca que aumente la energía del borde de absorción y por tanto la de los excitones (E_{ex}) (ver ecuación 21), recorriendo hacia el azul a todo el espectro de absorción. Este desplazamiento del espectro de absorción, inducido por el SIQCSE, genera un cambio en el índice de refracción de los QW que es entonces definido como:

$$\Delta n(\omega: \text{SIQCSE}) = \frac{c}{\pi} \int_{\Delta E_{q1}^{e1}}^{\infty} \frac{\alpha(\omega' - \Delta E_{q1}^{e1}: \text{SIQCSE})}{\omega'^2 - \omega^2}. \quad (31)$$

Por lo tanto, con un haz de control de potencia adecuada, es posible producir un cambio en el índice de refracción de los QW de la región activa del amplificador dado por:

$$n_{QW} = n_0 + \Delta n(\omega: \text{SIQCSE}), \quad (32)$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal no perturbado.

Es importante mencionar que, dependiendo de la longitud de onda del haz de control, pueden haber otros fenómenos que produzcan cambios en el índice de refracción. Por ejemplo, cuando la energía del fotón del haz de control se sintoniza en energías menores a la de la banda prohibida (E_g) de los QW, se producirá absorción de dos fotones (TPA, por sus siglas en inglés "*two-photon absorption*"). Dicho efecto modificará el coeficiente de absorción no lineal, que a su vez producirá un cambio en el índice no lineal de la región activa.

El cambio en el índice de refracción Δn , debido a la TPA, puede describirse en términos del índice de refracción no lineal (n_2) y de la intensidad óptica del haz de control (I_{op}):

$$\Delta n = n_2 I_{op}, \quad (33)$$

donde n_2 puede expresarse, de acuerdo a Villeneuve *et al.* (1990), como:

$$n_2 = \frac{\hbar c}{2(E_g + E_c)n_0} \frac{G_2^{\text{TPA}}}{F_2^{\text{TPA}}} \beta, \quad (34)$$

siendo n_0 el índice de refracción no perturbado de los QW, β el coeficiente no lineal de absorción, F_2^{TPA} una función espectral que toma en cuenta a los estados acoplados del fenómeno de la TPA, y G_2^{TPA} una función que describe la dispersión del índice no lineal. Las funciones F_2^{TPA} y G_2^{TPA} están dadas por las siguientes expresiones:

$$F_2^{\text{TPA}} = \frac{(x_1 + x_2 - 1)^{\frac{3}{2}}}{2^7 x_1 x_2^2} \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right)^2, \quad (35)$$

$$G_2^{\text{TPA}} = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{F_2^{\text{TPA}} dx_1}{x_1^2 - x_2^2}, \quad (36)$$

donde $x_1 = \lambda_g/\lambda_s$ y $x_2 = \lambda_g/\lambda_c$, siendo λ_s y λ_c las longitudes de onda de los haces de prueba y control.

En la última expresión del índice no lineal (ecuación 32), para un haz de control con energía de fotón inferior a la de la banda prohibida, se puede incluir el efecto del SIQCSE de la manera siguiente

$$n_2 = \frac{\hbar c}{2(E_g + E_c + \Delta E_{q1}^{e1})n_0} \frac{G_2^{\text{TPA}}}{F_2^{\text{TPA}}} \beta. \quad (37)$$

Así, el índice de refracción de los QW del MQWSOA, para un haz de control con energía de fotón inferior a la de la banda prohibida, queda definido por la expresión siguiente:

$$n'_{QW} = n_0 + n_2 I_{op}, \quad (38)$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal.

La modificación del índice de refracción de los QW (dada por las ecuaciones 32 ó 38) genera un cambio en los índices efectivos de la región activa del MQWSOA, lo que resulta en una modificación de los índices efectivos de los modos TE y TM de la guía de onda del amplificador. Por lo tanto, es posible obtener varios estados de polarización a la salida del MQWSOA, perturbando la birrefringencia estructural del amplificador por medio del efecto SIQCSE y, en su caso, por medio también de la TPA.

Dicho lo anterior, a continuación, se resumirá el proceso de obtención de los dos estados de polarización que se requieren sintetizar a la salida del MQWSOA utilizado en este trabajo para desarrollar el interruptor propuesto.

2.6. Resumen de los principios de operación del interruptor propuesto

Como se mencionó a detalle en las secciones anteriores, el interruptor desarrollado lleva a cabo la operación de la conmutación de una señal de datos, a través de la modificación de su estado de polarización. Para tal efecto, la polarización de una señal óptica de datos es manipulada a la salida de un MQWSOA, de manera completamente óptica, por medio de un haz de control de alta potencia. Por lo tanto, la potencia del haz de control se ajusta de tal forma que se producen dos estados de polarización en la señal de datos, ortogonales entre sí, para los casos donde este haz es apagado o encendido.

En el primer caso (ver figura 20a), cuando el haz de control está apagado, la polarización inicial P_{in} de la señal de datos es modificada a la salida del MQWSOA ($P_{out,1}$). Dicha modificación se produce debido a la birrefringencia estructural de la guía de onda del MQWSOA. Por lo tanto, al introducir una señal de datos, cuya polarización sea diferente a una lineal coincidente con los ejes propios de la guía de onda del

MQWSOA, las componentes de su campo eléctrico experimentan una diferencia de fase, resultando en una modificación de su estado de polarización.

En el segundo caso, cuando el haz de control está encendido (ver figura 20b) y con una potencia adecuada, la polarización del haz de datos a la salida del MQWSOA es ahora ortogonal a la del primer caso ($P_{out,2}$). Esto se debe a que el haz de control induce un cambio en el índice de refracción de los QW de la región activa del amplificador, debido al fenómeno SIQCSE y eventualmente a la TPA, lo cual modifica los índices efectivos de la guía de onda del MQWSOA y, por lo tanto, la birrefringencia estructural de este dispositivo.

En la base a lo anterior, el interruptor (ver figura 21) lleva a cabo la operación de la conmutación de la señal de datos, al cambiar la dirección de su propagación, en función de sus dos posibles estados de polarización ortogonales, por medio de un acoplador sensible a la polarización (PMC). Para esto, con el haz de control apagado, se ajusta la polarización de la señal de datos por medio de un controlador de polarización, de tal manera que se transmita (extinga) por el puerto P1 (P2) del PMC. Al encender el haz de control, se producirá entonces el segundo estado de polarización (ortogonal al primero) en el haz de datos, de tal manera que ahora éste se transmite (extingue) por el puerto P2 (P1). Además, el haz de control a la salida del amplificador es rechazado por medio de un filtro paso banda.

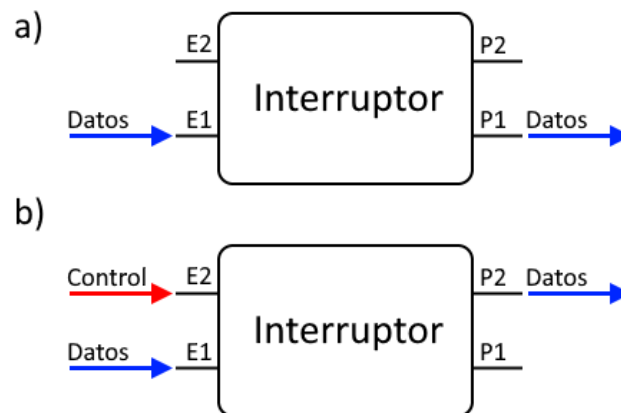


Figura 21. Diagrama simplificado del interruptor, donde E1 y E2 son los dos puertos de entrada, P1 y P2 son los dos puertos de salida. Se muestra que la señal de datos sale por a) P1 cuando la señal de control está apagada y b) por P2 cuando está encendida.

Capítulo 3. Modelos matemáticos

3.1. Modelo matemático para la línea de absorción excitónica

Como ya se mencionó en el marco teórico, en un pozo cuántico a temperatura ambiente, es posible generar fuertes resonancia angostas o líneas de absorción excitónicas profundas. Es posible entonces, producir un corrimiento en las líneas excitónicas con un haz de alta potencia (control), a través del efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido (SIQCSE). Este hecho, aunado a la dificultad de identificar, experimentalmente con gran precisión, la energía del bordo de absorción motiva a tomar como punto de referencia a las bien definidas líneas excitónicas, para observar y/o constatar los corrimientos espectrales, que se prevé provoca el efecto SIQCSE, en el espectro de absorción de los QW del amplificador empleado en este trabajo de tesis. Efectivamente, tanto la energía de cuantización total de los portadores, como el bordo de absorción, así como las líneas excitónicas son igualmente desplazadas por el efecto SIQCSE. Además, es de gran interés, para la implementación del interruptor propuesto, el desplazamiento de las líneas de absorción excitónicas ya que éste da por resultado en sus inmediaciones espectrales, una fuerte perturbación del índice de refracción de los QW. Por todos estos motivos, resulta útil tener una forma teórica de predecir la posición espectral de las líneas de absorción excitónicas principales (y/o la energía de los excitones 1s) para después por medio de la ecuación 25 poder predecir el desplazamiento de éstas causado por el efecto SIQCSE. Por tal motivo a continuación se presenta un modelo teórico que permite determinar la energía de los excitones 1s.

3.1.1. Energía excitónica en un material masivo

En un material masivo, la energía correspondiente a los excitones está dada por la energía de la banda prohibida (E_g) del material, menos la energía de atadura del excitón, la cual está dada por la denominada energía excitónica de Rydberg (Ry^*). Así, para un excitón con número cuántico principal (n_B), su energía se calcula a través de la ecuación siguiente (Klingshirn, 2012):

$$E_{ex,n_B} = E_g - \frac{Ry^*}{n_B^2}, \quad (39)$$

donde la energía excitónica de Rydberg está dada por la expresión siguiente:

$$\text{Ry}^* = 13.6 \text{ eV} \frac{\mu}{m_0 \epsilon_r^2}, \quad (40)$$

siendo m_0 la masa del electrón en reposo, ϵ_r la permitividad relativa, y μ la masa reducida del electrón, definida como:

$$\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}, \quad (41)$$

con m_e y m_h representando a las masas efectivas del electrón y hueco, del excitón en cuestión, en el plano de la capa del pozo cuántico, respectivamente.

Sin embargo, en un pozo cuántico, los huecos y electrones están confinados en un plano cuasi-bidimensional, lo cual modifica la energía de atadura de los excitones. Adicionalmente, ocurre una discretización de los niveles de energía, lo cual modifica la energía del bordo de absorción. Esto se tratará a continuación.

3.1.2. Energía excitónica en un pozo cuántico

Para comenzar este análisis es primero indispensable señalar que se considerará el caso que corresponde al MQWSOA que se empleó en este trabajo, cuyos pozos cuánticos están sometidos a un esfuerzo de compresión y, por lo tanto, el bordo de la banda de huecos pesados se encuentra en una energía menor al de la banda de huecos ligeros (ver figura 16). En otras palabras, se considerará que las transiciones interbanda más probables son las de la banda de huecos pesados a la de conducción y viceversa. Una vez hecha esta precisión, en el párrafo siguiente se da inicio a la discusión.

En un pozo cuántico de barreras infinitas, los electrones y huecos son confinados y, por lo tanto, su movimiento está restringido a un plano bidimensional. En este caso, la energía de atadura está dada por $4 \frac{\text{Ry}^*}{n_B^2}$. Sin embargo, en un pozo cuántico de barreras finitas, los huecos y electrones penetran las

barreras con un decaimiento exponencial (ver figura 22), dando lugar a un movimiento cuasi-bidimensional. La energía del excitón para este caso se puede describir por medio de un factor de dimensionalidad efectiva d_{eff} , utilizando la ecuación siguiente para $n_B = 1$ (Mathieu et al., 1992):

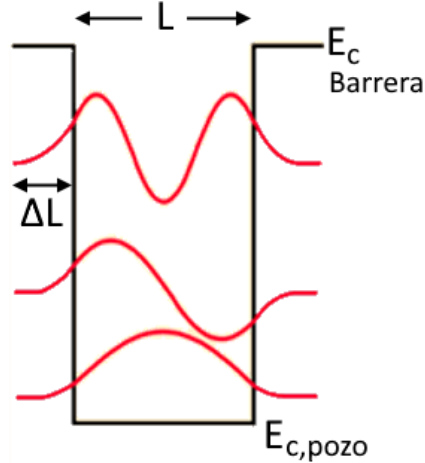


Figura 22. Diagrama de la banda de conducción de un pozo cuántico de barreras finitas, donde L es el ancho del pozo y ΔL es la distancia en que los electrones logran penetrar la barrera.

$$E_{ex,n_B} = E_{gw} + E_{hh,n}^{e,n} - Ry^* \frac{1}{\left(1 + \frac{d_{\text{eff}} - 3}{2}\right)^2} \quad (42)$$

donde E_{gw} es la energía de la banda prohibida del semiconductor masivo del que está hecho el pozo, $E_{hh,n}^{e,n}$ es la energía de cuantización total para los n ésimos subniveles acoplados, la cual será analizada a detalle abajo y d_{eff} está dado por:

$$d_{\text{eff}} = 3 - e^{-L_z^*/2a_B^*}, \quad (43)$$

siendo L_z^* el ancho efectivo del pozo cuántico, es decir, el ancho del pozo L_z más la distancia de penetración de los electrones (ΔL_c) y los huecos pesados en las barreras (ΔL_{hh}), expresado como:

$$L_z^* = L_z + \Delta L_c + \Delta L_{hh}, \quad (44)$$

y a_B^* es el radio de Bohr excitónico tridimensional promedio, dado por:

$$a_B^* = \epsilon_r \frac{m_0}{\mu_{hh}^*} a_H, \quad (45)$$

donde a_H es el radio de Bohr y el término μ_{hh}^* corresponde a la masa reducida promedio del excitón tridimensional, en el plano de la capa del pozo cuántico, expresado como:

$$\frac{1}{\mu_{hh}^*} = \frac{1}{\beta_e m_{ew} + (1 - \beta_e) m_{eb}} + \beta_{hh} \gamma_{1w} + (1 - \beta_{hh}) \gamma_{1b}, \quad (46)$$

en esta ecuación m_{ew} y m_{eb} son las masas del electrón en el plano del pozo y las barreras, γ_{1w} y γ_{1b} son los parámetros de Luttinger para el pozo y las barreras, respectivamente, mientras que β_e y β_h son parámetros dados por:

$$\beta_e = L_z / (\Delta L_c + L_z), \quad (47)$$

$$\beta_{hh} = L_z / (\Delta L_{hh} + L_z). \quad (48)$$

Adicionalmente, la energía excitónica de Rydberg se modifica al sustituir la masa reducida μ por la masa reducida promedio μ_{hh}^* de los electrones y huecos pesados, de manera que:

$$Ry^* = 13.6 \text{ eV} \frac{\mu_{hh}^*}{m_0 \epsilon_r^2}. \quad (49)$$

Por lo tanto, considerando la energía de atadura del excitón en un pozo cuántico, la ecuación 23 se modifica de tal manera que la energía del excitón está dada por:

$$E_{ex,n_B} = E_{gw} + E_{hh,n}^{e,n} - Ry^* \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{2} e^{-L_z^*/2a_B^*}\right)^2} \quad (50)$$

3.1.3. Niveles de energía en un pozo cuántico

En un pozo cuántico existe una cuantización de la energía de los portadores, por lo que se forman distintos subniveles de energía, de donde parten bandas de conducción y de valencia, cuyo número depende de la altura y espesor del pozo (ver figura 23).

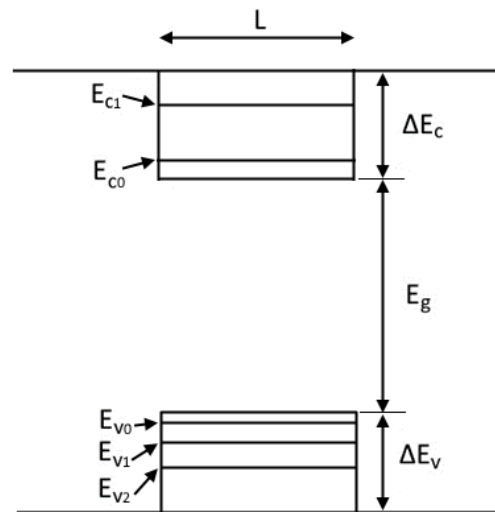


Figura 23. Niveles de energía discretos en un pozo cuántico, donde E_g es la energía de banda prohibida del pozo cuántico, L es el ancho del pozo, E_{c0} y E_{c1} son los subniveles de energía de los electrones en el pozo, E_{v0} , E_{v1} y E_{v2} son los subniveles de los huecos en el pozo, ΔE_c y ΔE_v corresponden a la diferencia de energía potencial entre las BC y BV de los pozos y de las barreras, respectivamente.

Para un pozo cuántico de ancho L_z , las energías de los subniveles de donde parten las bandas de conducción (bandas de huecos pesados) son también conocidas como las energías de cuantización de los electrones (E_{c0} , E_{c1} ...) y los huecos pesados (E_{hh0} , E_{hh1} ...). Los orígenes de energía para estos subniveles son establecidos en el borde superior y en el inferior del pozo cuántico para los electrones y los huecos pesados, respectivamente. Tomando en cuenta esta convención, las energías de cuantización de los portadores pueden ser determinadas a partir de la aproximación siguiente (Makino, 1996):

$$E_{c(hh),n} = \frac{\left[\frac{(n+1)\pi}{2} \frac{a_{c(hh)}}{L_z + \Delta L_{c(hh)}} \right]^2}{\left[1 + \left(\frac{(n+1)\pi}{2} \right)^2 b_c \left(\frac{\Delta L_{c(hh)}}{L_z + \Delta L_{c(hh)}} \right)^3 \right]}, \quad (51)$$

donde $n = 0, 1, 2, \dots$ representa a los distintos subniveles, y las variables $\Delta L_{c(hh)}$, $a_{c(hh)}$ y $b_{c(hh)}$ están dadas por las expresiones siguientes:

$$\Delta L_{c(hh)} = \frac{a_{c(hh)}}{\sqrt{b_{c(hh)} \Delta E_{c(hh)}}}, \quad (52)$$

$$a_{c(hh)} = \frac{2\hbar}{\sqrt{2m_{ew(hhw)}}}, \quad (53)$$

$$b_{c(hh)} = \frac{m_{ew(hhw)}}{m_{eb(hhw)}}, \quad (54)$$

donde $\Delta E_{c(hh)}$ es la diferencia de energía que hay entre los bordos de las bandas de conducción (bandas de huecos pesados) de los semiconductores masivos que componen al pozo y a las barreras, mientras que $\Delta E_{c(hh)}$ y $\Delta E_{c(hh)}$ son las masas efectivas del electrón (huecos pesados) en el pozo y las barreras en la dirección del eje de crecimiento de las capas, respectivamente.

En función de todo lo anterior, la energía de cuantización total ($\Delta E_{c(hh)}$) es entonces definida como:

$$E_{hh,n}^{e,n} = E_{c,n} + E_{hh,n}, \quad (55)$$

y para el caso particular donde se trata de la energía de cuantización total de los portadores para el nivel subnivel fundamental ($n = 0$) la ecuación anterior se puede escribir como:

$$E_{hh}^e = E_c + E_{hh}, \quad (56)$$

por lo que la energía de los excitones hh-1s, es decir excitones formados por electrones y huecos pesados (hh) para el más bajo nivel de energía (1s) queda definido como:

$$E_{ex} = E_{gw} + E_{hh}^e - Ry^* \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{L_z^*}{2a_B^*}}\right)^2}. \quad (57)$$

El simple modelo presentado en la ecuación 57, para la energía de los excitones hh-1s no considera que las permitividades de los semiconductores de los pozos y las barreras son diferentes. Asimismo, el modelo no toma en cuenta el esfuerzo al cual están sometidos los pozos cuánticos, por lo que a continuación se discutirá una forma de corregirlo.

3.1.4. Aspectos relacionados con las permitividades relativas

Puesto que las permitividades relativas de los materiales de la barrera y del pozo no son necesariamente las mismas, y debido a que en un pozo de potencial finito las funciones de onda de los portadores penetran dentro de las barreras, es entonces indispensable definir una permitividad efectiva ϵ_r^* , que contenga una contribución de cada material. La permitividad efectiva se obtiene por medio de la expresión siguiente (Mathieu et al., 1992):

$$\epsilon_r^* = \sqrt{\beta_e \beta_{hh}} \epsilon_{rw} + \left(1 - \sqrt{\beta_e \beta_{hh}}\right) \epsilon_{rb}. \quad (58)$$

Este término se sustituye entonces en las ecuaciones 45 y 49, de manera que:

$$Ry^* = 13.6 \text{ eV} \frac{\mu_{hh}^*}{m_0 \epsilon_r^{*2}}, \quad (59)$$

y

$$a_B^* = \epsilon_r^* \frac{m_0}{\mu_{hh}^*} a_H. \quad (60)$$

Por lo tanto, tomando en cuenta la permitividad relativa efectiva, la ecuación de la energía de los excitones hh-1s (ecuación 57) se puede escribir como:

$$E_{ex,n_B} = E_{gw} + E_{hh}^e - Ry^*(\epsilon_r^*) \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{L_z^*}{2a_B^*(\epsilon_r^*)}}\right)^2}. \quad (61)$$

3.1.5. Efecto del esfuerzo mecánico sobre la energía de banda prohibida

Como se explicó en la sección 2.5.2.1, la diferencia en los parámetros de red en los materiales de los pozos y las barreras produce un esfuerzo mecánico. Éste modifica la energía del bordo de absorción de los QW, así como la forma y posición de sus bandas de huecos ligeros y pesados, por lo que también afecta las masas efectivas de estos portadores. Por tales motivos a continuación se toman en cuenta estos aspectos en el modelo que permite estimar la energía de los excitones hh-1s.

En general, el desacuerdo (ϵ) que existe entre las constantes de red a_w y a_b de los semiconductores del pozo y las barreras, respectivamente, se expresa como (Choi, 2004):

$$\epsilon = \frac{a_w - a_b}{a_b}. \quad (62)$$

Este desacuerdo inducirá un esfuerzo mecánico que, al distorsionar la red cristalina del QW, genera lo que se conoce como energías de deformación hidrostática y cortante, representadas por δE_H y δE_S , respectivamente, las cuales modifican las energías de cuantización de los portadores y están dadas por las expresiones siguientes para una estructura crecida en la dirección [111]:

$$\delta E_H = -a \frac{12C_{44} + 3T_{cp}}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44} + T_{cp}} \epsilon, \quad (63)$$

$$\delta E_S = -2\sqrt{3}d \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44} + T_{cp}} \epsilon, \quad (64)$$

donde C_{11} , C_{12} y C_{44} son coeficientes del tensor de rigidez, mientras que a y d son los potenciales de deformación hidrostática y cortante, respectivamente. Asimismo, el término de corrección T_{cp} que toma en cuenta el hecho de que el semiconductor del pozo cuántico es piezoeléctrico está definido como:

$$T_{cp} = \frac{10^{-9}(4e_{14}^2)}{8.854 \times 10^{-12}\epsilon_{rw}}, \quad (65)$$

siendo ϵ_{rw} la permitividad relativa del semiconductor del QW y e_{14} la constante piezoeléctrica, la cual, en C/m2, a temperatura ambiente, y para un pozo de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ está dada por:

$$e_{14} = \frac{0.115 - 0.2324(1 - x)}{1 - (2422.5 \times 10^{-4})}. \quad (66)$$

En este desarrollo, las variables a_w , a_b , a , d , C_{11} , C_{12} , C_{44} y ϵ_{rw} pueden ser calculadas a través de la ley de Vegard, con lo cual la energía de los excitones hh-1s queda ahora definida como:

$$E_{\text{ex},n_B} = E_{g_w} + E_{\text{hh}}^e + \delta E_H + \frac{\delta E_S}{2} - \text{Ry}^*(\epsilon_r^*) \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{L_z^*}{2a_B^*(\epsilon_r^*)}}\right)^2}, \quad (67)$$

estando la ley de Vegard resumida, de forma general para una aleación de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, en la ecuación siguiente:

$$p(x, y) = (1 - x)(1 - y)p_{\text{InP}} + (1 - x)yp_{\text{InAs}} + xyp_{\text{GaAs}} + x(1 - y)p_{\text{GaP}}, \quad (68)$$

donde x y y son fracciones molares y el parámetro $p(x, y)$ de la aleación de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ que se desea calcular puede ser obtenido a partir del respectivo parámetro p (tabulado en la tabla 3), para los compuestos binarios InP, InAs, GaAs y GaP.

Como se mencionó anteriormente el esfuerzo también modifica las masas efectivas de los huecos ligeros y pesados, así como la posición de las bandas de conducción y de valencia. Sin embargo, las expresiones que corresponden a estas modificaciones dependen del material en cuestión, por lo que esto se verá a continuación.

3.1.6. Pozo cuántico de InGaAs/InGaAsP

En un pozo cuántico de InGaAs, crecido en la dirección [111] con esfuerzo, las masas efectivas de los electrones y huecos pesados, en una dirección paralela al plano del pozo (m_{ew} y m_{hhw}) y en una perpendicular al plano de éste (m_{ew}^T y m_{hhw}^T) están dadas por:

$$m_{ew} = m_e m_0 \frac{E_{gw} - \delta E_H}{E_{gw}}, \quad (69)$$

$$m_{ew}^T = m_e m_0 \left(\frac{E_{gw} - \delta E_H}{E_{gw}} \right)^2, \quad (70)$$

$$m_{hhw} = \frac{m_0}{\gamma_{1w} + \gamma_{3w}}, \quad (71)$$

$$m_{hhw}^T = \frac{m_0}{\gamma_{1w} - 2\gamma_{3w}}, \quad (72)$$

donde m_0 es la masa del electrón en reposo, γ_{1w} y γ_{3w} son los parámetros de Luttinger del semiconductor del pozo, los cuales en conjunto con la masa del electrón (m_e) en el semiconductor del pozo, pero en forma masiva, están dados por la ley de Vegard.

Con respecto a la diferencia de energía ΔE_c (ΔE_{hh}) que hay entre los bordos de las bandas de conducción (huecos pesados) de los semiconductores masivos que componen al pozo y a las barreras está dada por:

$$\Delta E_c = 0.4(E_{gb} + E_{gw}) + \delta E_H, \quad (73)$$

$$\Delta E_{hh} = 0.6(E_{gb} - E_{gw}) - \frac{a_v}{a} \delta E_H - \frac{\delta E_S}{2} \quad (74)$$

donde a_v es el potencial de deformación hidrostática para la banda de valencia, que puede ser calculado con la ley de Vegard, y E_{gb} y E_{gw} son las energías de la banda prohibida para los semiconductores masivos que componen a las barreras y al pozo, dadas por la ley de Vegard modificada siguiente:

$$\begin{aligned} E_{gw} = & 1.35 + 0.627x_{w(b)} - 1.019y_{w(b)} + 0.758x_{w(b)}^2 + 0.101y_{w(b)}^2 \\ & + 0.111x_{w(b)}y_{w(b)} - 0.58x_{w(b)}^2y_{w(b)} - 0.159x_{w(b)}y_{w(b)}^2 \\ & + 0.268x_{w(b)}^2y_{w(b)}^2. \end{aligned} \quad (75)$$

En el modelo, las ecuaciones de las masas efectivas de los electrones y huecos pesados en una dirección perpendicular al plano del pozo (ecuaciones 70 y 72) se sustituyen en las ecuaciones 53 y 54. La ecuación de la masa efectiva del electrón para una dirección paralela al plano (ecuación 69) se sustituye en la ecuación 46. Por último, las ecuaciones 73 y 54 se sustituyen en la ecuación 52. De manera explícita la ecuación de la energía de los excitones hh-1s se puede escribir entonces como:

$$E_{\text{ex},n_B} = E_{gw} + E_{hh}^e(\epsilon) + \delta E_H(\epsilon) + \frac{\delta E_S(\epsilon)}{2} - Ry^*(\epsilon_r^*, \epsilon) \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{L_z^*}{2a_B^*}(\epsilon_r^*, \epsilon)}\right)^2}. \quad (76)$$

En esta ecuación se engloba el modelo final que permite determinar la energía de la línea de absorción excitónica hh-1s.

Tabla 3. Parámetros utilizados para calcular la energía del excitón hh-1s, y las constantes utilizadas para determinarla de acuerdo a las proporciones molares de los pozos cuánticos.

Parámetro	Símbolo	InP	GaAs	InAs	GaP
Constante de red (Å) ^A	a_0	5.8688	5.6533	6.0584	5.4512
Energía de banda prohibida ^A	E_g	1.35	1.42	0.36	2.74
Coeficientes del tensor de rigidez ^A	C_{11}	10.22	11.88	8.33	14.12
	C_{12}	5.76	5.38	4.53	6.25
Potencial de deformación hidrostática ^A	a	-6.16	-8.68	-5.79	-9.76
Potencial de deformación de corte ^A	d	-1.6	-1.7	-1.8	-1.5
Potencial de deformación hidrostática para la banda de valencia ^C	a_v	2.9	2.7	2.5	3
Permitividad relativa ^B	ϵ_r	12.35	13.18	14.55	11.1
	γ_1	5.15	6.95	20.40	4.05
	Coeficientes de Luttinger ^C	γ_2	0.94	2.25	8.30
γ_3		1.62	2.86	9.10	1.25
Masa efectiva de los electrones ^B	m_e	0.077	0.0632	0.0213	0.17
Masa efectiva de los huecos ligeros ^B	m_{lh}	0.29	0.23	0.082	0.34
Masa efectiva de los huecos pesados ^B	m_{hh}	0.15	0.11	0.031	0.19

A: Choi (2004)

B: Weiss *et al.* (2000)

C: Ishikawa y Bowers (1994)

3.2. Modelo matemático para el tiempo de respuesta del interruptor

Como ya se mencionó anteriormente, el estado de polarización de un haz de datos puede ser modificado con un segundo haz de alta potencia (control), a la salida del MQWSOA empleado en este trabajo de tesis. Esto se debe a que el haz de control induce un cambio en la birrefringencia estructural del MQWSOA, debido al efecto SIQCSE.

El efecto SIQCSE se produce cuando los portadores fotogenerados producen un “apantallamiento” del campo piezoeléctrico de los pozos cuánticos del amplificador. Como se mencionó en la sección 2.5, este efecto se produce debido a los campos de apantallamiento interno y externo. Estos se producen cuando los fotones del haz incidente son absorbidos en los QW del amplificador. Los portadores fotogenerados serán desplazados por el campo piezoeléctrico dentro del QW, dando lugar al campo de apantallamiento interno. Algunos de estos portadores también formarán el campo de apantallamiento externo, puesto que, al escapar de los pozos cuánticos por la acción de la energía termiónica, se acumularán en las fronteras de la región de los pozos cuánticos y el semiconductor intrínseco de la región

activa, en un tiempo de aproximadamente 70 ps (Huang et al., 1994). Cuando los electrodos del MWQSOA están en corto, los portadores que escapan de los QW son drenados rápidamente, formando una fotocorriente que fluye a través de las capas del amplificador. Es posible entonces modelar el tiempo de respuesta del SIQCSE, simulando un circuito equivalente, cuyos elementos eléctricos corresponden a los elementos parásitos del amplificador.

Puesto que los valores de los elementos parásitos son desconocidos, es necesario entonces ajustar los resultados del modelo con mediciones experimentales indirectas. De esta manera, se pueden obtener los valores aproximados de estos elementos parásitos, con los cuales el modelo permitirá calcular el tiempo de respuesta del interruptor ante diferentes pulsos ópticos.

3.2.1. Visualización del problema

El MQWSOA empleado presenta resistencias y capacitancias parásitas (Figueiredo et al., 2015). Por lo tanto, con el fin de comprender el comportamiento general de su respuesta, se consideró primeramente un circuito RC en paralelo (ver figura 24), con una fuente de corriente de pulsos cuadrados. Es posible obtener la respuesta transitoria de este circuito de manera analítica, resolviendo la ecuación diferencial siguiente que resulta por medio del análisis de nodos:

$$\frac{V(t)}{R} + C \frac{dV(t)}{dt} - I = 0, \quad (57)$$

donde $V(t)$ es el voltaje, el cual está en función al tiempo (t), I es la corriente, R la resistencia y C la capacitancia.

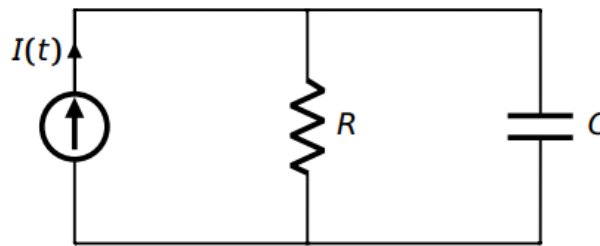


Figura 24. Circuito RC paralelo.

Si se considera que el pulso cuadrado de corriente se introduce en el tiempo t_0 , y termina en el tiempo t_p , entonces se tienen dos soluciones para la ecuación anterior. Estas corresponden a la solución durante el pulso cuadrado, y después del pulso:

$$V(t_0 < t < t_p) = I_{max}R[1 - e^{-t/(RC)}], \quad (58)$$

$$V(t > t_p) = V(t_p)e^{-t/(RC)}, \quad (59)$$

donde I_{max} es la corriente máxima del pulso cuadrado.

Se observa entonces que en un circuito RC en paralelo, el capacitor introduce un comportamiento exponencial en el voltaje frente a un pulso cuadrado de corriente. Esto se debe a que el capacitor debe cargarse y descargarse en cada pulso, dando lugar a un retraso en la respuesta transitoria del voltaje. De manera similar, el tiempo de respuesta del MQWSOA, frente a la fotocorriente generada por el haz de control, se verá afectado por sus elementos parásitos. Por lo tanto, el tiempo de respuesta debe ser analizado en el dominio eléctrico.

3.2.2. Elementos parásitos de la región activa del MQWSOA

En el circuito equivalente, que corresponde a la región activa del MQWSOA, los elementos parásitos presentes dependen de la ganancia del medio. Estos elementos, modelados previamente por Figueiredo et al. (2015), serán diferentes dependiendo si el MQWSOA se encuentra en un estado de baja o de alta ganancia óptica, correspondientes a una baja o a una alta corriente eléctrica aplicada entre sus electrodos, respectivamente.

Cuando el MQWSOA se encuentra en un estado de baja ganancia, se consideran sólo tres elementos parásitos (ver figura 25): R_1 , C_d y C_{sc} , correspondientes a la resistencia de difusión, capacitancia de difusión y capacitancia de carga espacial de la unión P-I-N, respectivamente. En el estado de alta ganancia, se agregan los elementos parásitos que a continuación se mencionan con su interpretación: las dos resistencias para representar la compresión de la ganancia (R_{s1}) y el factor de acoplamiento de la

emisión espontánea (R_{s2}), una inductancia relacionada con el almacenamiento de fotones (L_s), y finalmente, R_1 es sustituida por una resistencia de amortiguación efectiva (R_z).

El interruptor propuesto en este trabajo de tesis lleva a cabo su operación de conmutación con el MQWSOA empleado sin alimentación eléctrica, por lo que se descartan los elementos parásitos del caso de alta ganancia. Es decir, se toman en cuenta únicamente los elementos parásitos R_1 , C_d y C_{sc} , y se introduce además una fuente de corriente i_s al circuito equivalente, para simular la fotocorriente generada por el haz de control. El circuito eléctrico equivalente de la región activa del amplificador es entonces el mostrado en la figura 26, donde C_1 corresponde a la suma de los elementos C_d y C_{sc} .

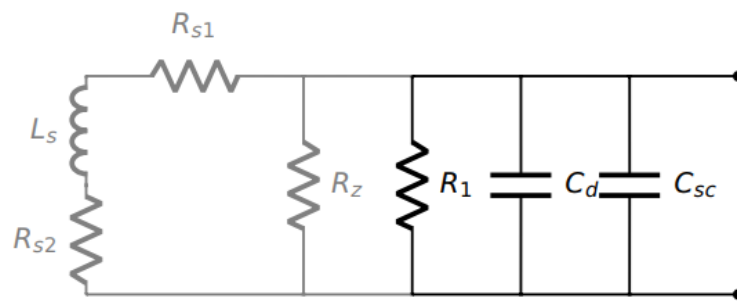


Figura 25. Circuito equivalente de la región activa del SOA. En negro los elementos correspondientes a un estado de baja ganancia (baja corriente), y en gris los elementos que se añaden en un estado de alta ganancia (alta corriente).

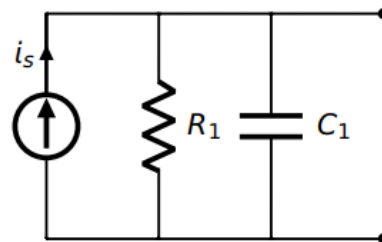


Figura 26. Circuito equivalente de la región activa del SOA, sin alimentación eléctrica, y con una fotocorriente generada por el haz de control.

3.2.3. Elementos parásitos del chip

También es necesario agregar al circuito equivalente anterior (ver figura 26), los elementos parásitos del resto de la estructura, es decir, de las capas que rodean a la región activa. Los elementos

parásitos estructurales se pueden representar por medio de una resistencia (R_2) y un capacitor (C_2) adicionales. Además, se agrega también una resistencia R_3 , la cual representa la resistencia física de los electrodos del amplificador puestos en corto circuito, o bien una resistencia de carga que puede ser introducida entre los electrodos. El circuito completo puede verse en la figura 27 y, además, en la figura 28 se puede observar la posición de estos elementos en la sección transversal del MQWSOA empleado.

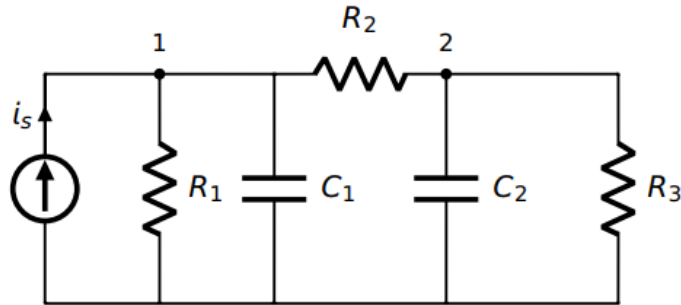


Figura 27. Circuito equivalente del SOA.

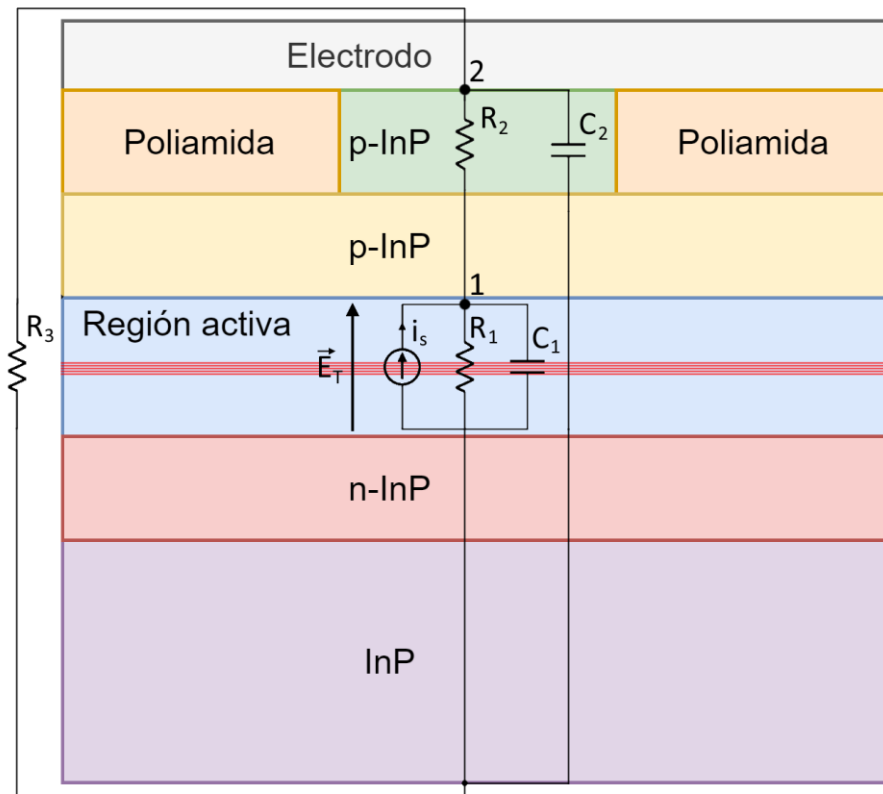


Figura 28. Representación de los elementos parásitos de la figura 27, en la sección transversal del MQWSOA empleado, donde \vec{E}_T es el campo eléctrico total dentro de la región activa.

3.2.4. Respuesta transitoria del circuito equivalente

Considerando entonces el circuito equivalente de la figura 27, el comportamiento transitorio del voltaje en el nodo 1, que representa a los elementos en la región activa del MQWSOA (ver figura 28), corresponde a la evolución en el tiempo que presenta el número de portadores fotogenerados dentro del amplificador. Dado que los portadores fotogenerados son los responsables de la creación de los campos de apantallamiento interno y externo, es entonces asumido que la evolución en el tiempo de su número es impuesta a estos campos y por tanto al efecto SIQCSE. Así, para estimar la evolución en el tiempo de los campos de apantallamiento se procederá a obtener la evolución del voltaje con respecto al tiempo en el nodo 1. Para tal efecto se debe solucionar el circuito equivalente, lo cual es posible por medio del análisis de nodos, obteniéndose el siguiente sistema de ecuaciones, provenientes de los nodos 1 y 2, respectivamente:

$$\frac{V_1}{R_1} + \frac{V_1}{R_2} - \frac{V_2}{R_2} + C_1 \frac{dV_1}{dt} - i_s(t) = 0, \quad (60)$$

$$\frac{V_2}{R_2} + \frac{V_2}{R_3} - \frac{V_1}{R_2} + C_2 \frac{dV_2}{dt} = 0. \quad (61)$$

Solucionando el sistema para el nodo 1, se obtiene la siguiente ecuación en términos del voltaje del nodo (V_1):

$$\begin{aligned} \frac{d^2V_1}{dt^2} = & - \left(\frac{R_2 + R_3}{R_2R_3C_2} + \frac{R_1 + R_2}{R_1R_2C_1} \right) \frac{dV_1}{dt} - \left(\frac{R_2 + R_3}{R_1R_2R_3C_1C_2} + \frac{R_2 + R_3}{R_3R_2^2C_1C_2} - \frac{1}{R_2^2C_1C_2} \right) V_2 \\ & + \frac{1}{C_1} \frac{di_s(t)}{dt} + \frac{1}{R_2C_1C_2} i_s(t). \end{aligned} \quad (62)$$

Puesto que la ecuación anterior es una ecuación diferencial de segundo orden no homogénea, debido al elemento de fotocorriente $i_s(t)$, el cual se encuentra en función del tiempo, es necesario conocer exactamente la expresión que define a $i_s(t)$ para calcular la solución de manera analítica. Por lo tanto, se prefirió solucionar el sistema de manera numérica, por medio del método iterativo Runge-Kutta-Nystrom de tres fases (RKN3), propuesto por Chawla y Sharma (1985).

Este método se basa en, representa a la ecuación 62 en la forma $f(t, V_2, V_2')$, donde V_1' corresponde a la primera derivada de V_1 . Puesto que la ecuación diferencial en cuestión es de segundo orden, es necesario encontrar la solución tanto para V_1 como para V_1' . El método RKN3 propone entonces las soluciones de V_1 y V_1' de la manera siguiente:

$$V_{1,k+1} = V_{1,k} + hV'_{1,k} + h^2(a_1K_1 + a_2K_2 + a_3K_3), \quad (63)$$

$$V'_{1,k+1} = V'_{1,k} + h(b_1K_1 + b_2K_2 + b_3K_3),$$

siendo k el número de iteración ($k = 0, 1, 2, \dots$), a_i y b_i coeficientes de peso (*weighting coefficients*) cuyo valor está en la tabla 3, h el intervalo de tiempo (Δt) entre cada iteración, y K_i corresponden a estimaciones de la pendiente real de $V_{1,k+1}$ en cada iteración y están dadas por las expresiones siguientes:

$$K_1 = f(t_k + \alpha_1 h, V_{1,k} + \alpha_1 h V'_{1,k}, V'_{1,k}),$$

$$K_2 = f(t_k + \alpha_2 h, V_{1,k} + \alpha_2 h V'_{1,k} + h^2 \beta_{21} K_1, V'_{1,k} + h \gamma_{21} K_1), \quad (64)$$

$$K_3 = f(t_k + \alpha_3 h, V_{1,k} + \alpha_3 h V'_{1,k} + h^2 (\beta_{31} K_1 + \beta_{32} K_2), V'_{1,k} + h (\gamma_{31} K_1 + \gamma_{32} K_2)).$$

En este sistema de ecuaciones los coeficientes de peso α_i , β_{ij} y γ_{ij} fueron definidos en acorde con la tabla 4, los cuales dan como resultado el menor error, según el análisis realizado por Chawla y Sharma (1985).

Tabla 4. Coeficientes utilizados para la solución del circuito equivalente con el método RKN3

α_i	β_{ij}	γ_{ij}	a_i	b_i
0			1/4	1/4
2/3	-1/9	2/3	0	0
2/3	2/9 0	1/3 1/3	1/4	3/4

Para solucionar la ecuación 62, por medio del método RKN3, es necesario definir las condiciones iniciales del sistema, es decir, los valores de V_1 y V_1' cuando $t = 0$ y $k = 0$. En un circuito RC simple, es posible determinar estas condiciones iniciales por medio de la ley de Ohm para capacitores [$i_s(t) = CV_1'(t)$]. Sin embargo, en el circuito equivalente del MQWSOA (ver figura 33) esto no es posible, pues éste contiene más elementos que un circuito RC simple. Una forma de solucionar este problema es introducir el pulso de fotocorriente (i_s) simulado en un tiempo $t > 0$, por lo que V_1 y V_1' siempre tendrán un valor de cero cuando $t = 0$.

Como se mencionó anteriormente, los valores de los elementos parásitos son desconocidos, siendo R_3 el único elemento que se puede poner externamente y al que se le puede dar un valor aproximado, suponiendo que la resistencia de carga que se introduce es mucho mayor que la resistencia física de los electrodos del amplificador.

El modelo anterior corresponde a la respuesta del MQWSOA. Sin embargo, la respuesta del interruptor está dada por el tiempo en que éste puede conmutar el puerto de salida de un haz de datos, como se mencionó en la sección 2.6. A continuación se explicará como calcular el tiempo de respuesta del interruptor, en base a la respuesta del circuito equivalente del MQWSOA.

3.2.5. Tiempo de respuesta del interruptor

La respuesta transitoria del voltaje en el nodo 1 (V_1) está relacionada con el cambio en la amplitud del campo eléctrico (E_T) que experimenta la región activa del MQWSOA (ver figura 28), cuando se introduce el haz de control. Este cambio en E_T afecta directamente a la amplitud del campo eléctrico neto (N_{neto}), que experimenta cada uno de los pozos cuánticos del amplificador, lo cual se describe en la ecuación 20.

Como se explicó a detalle en la sección 2.5.2.5., al introducir un haz de control con la suficiente potencia en el MQWSOA, el SIQCSE modifica la energía de cuantización total (E_c) de los portadores, de tal manera que ésta sufre un incremento en su valor (denotado por ΔE_{q1}^{e1}). El corrimiento ΔE_{q1}^{e1} de la energía de cuantización es directamente proporcional al cuadrado del campo eléctrico neto en los pozos (N_{neto}^2), como se observa en la ecuación 25 y, por lo tanto, es también proporcional a la respuesta al cuadrado del circuito equivalente (V_1^2). Esta modificación de E_c dará como resultado un cambio en ΔE_{q1}^{e1} y, por ende,

en el espectro de absorción, con el consecuente cambio en el índice de refracción de los QW, lo cual, a su vez producirá una variación en la birrefringencia del MQWSOA. El cambio de la birrefringencia provocará un cambio en el estado de polarización de salida de un haz de datos insertado dentro del amplificador con un estado de polarización diferente a uno TE o TM, lo cual generará un desplazamiento angular ($\Delta\theta$) en la esfera de Poincaré, dado por la ecuación 18.

En base a lo anterior, se puede deducir que la respuesta máxima del circuito equivalente $V_{1,\max}^2$ producirá un desplazamiento angular máximo ($\Delta\theta_{\max}$) sobre algún haz de datos, por lo que es posible convertir la respuesta V_1^2 a $\Delta\theta$ a través de la ecuación siguiente:

$$\Delta\theta(t) = \frac{V_1^2(t) * \Delta\theta_{\max}}{V_{1,\max}^2(t)}. \quad (65)$$

Es decir, la ecuación 65 proporciona la evolución temporal del desplazamiento angular, en la esfera de Poincaré, producida por la evolución temporal que sufre el estado de polarización del haz de datos al variar la potencia del haz de control.

Como se mencionó en la sección 2.6., la operación de conmutación del interruptor consiste en cambiar la dirección de propagación de un haz de datos, por medio de un acoplador sensible a la polarización. El haz de datos se transmite por el primer (segundo) puerto cuando el haz de control está apagado (encendido). Por lo tanto, el tiempo de respuesta del interruptor corresponde al tiempo en que éste se tarda en cambiar el puerto de salida del haz de datos. En base a la ecuación 65, es entonces posible simular, a través de la evolución de $\Delta\theta$, el tiempo de respuesta del interruptor, calculando el tiempo en que tardará, un haz de datos, que conmuta su estado de polarización, en cruzar un polarizador lineal que lo rechaza en su estado inicial de polarización. Para tal efecto, se emplea la ley de Malus expresada como:

$$P_{\text{out},V_1}(t) = P_{\text{in},V_1} \sin^2\left(\frac{\Delta\theta(t)}{2}\right), \quad (66)$$

donde P_{in,V_1} y P_{out,V_1} son las potencias del haz de datos a la entrada y a la salida del polarizador, respectivamente.

Suponiendo que el haz de datos no experimenta ningún cambio en su potencia, a la salida del MQWSOA, la potencia a la entrada del polarizador lineal (P_{in,V_1}) puede considerarse constante. En base a la ecuación 66, es entonces posible obtener una aproximación del tiempo de respuesta, simulando el cambio de potencia del haz de prueba a través de un polarizador lineal.

Sin embargo, el tiempo de respuesta del interruptor también se puede ver afectado por la presencia de emisión espontánea. Más específicamente cuando, por ejemplo, los electrodos del MQWSOA están en corto circuito, los portadores libres son drenados rápidamente a través del circuito equivalente que se analizó anteriormente. Pero este drenado de portadores no es inmediato, puesto que hay elementos parásitos que se oponen al flujo de la fotocorriente, por lo que estos portadores sobreviven el tiempo suficiente como para recombinarse y generar emisión espontánea. Este fenómeno se ve acentuado cuando los electrodos del amplificador están en circuito abierto y los portadores libres no son drenados, permaneciendo con un largo tiempo de vida dentro de la banda de conducción.

Por lo tanto, el tiempo de respuesta del interruptor está limitado por la respuesta transitoria del campo eléctrico de los pozos (limitada por los elementos parásitos) y la emisión espontánea generada por la recombinación de portadores libres (limitada por el tiempo de vida de los portadores). En esta sección se demostró como modelar la respuesta transitoria del campo eléctrico y, a continuación, se añadirá una corrección al modelo anterior, para incluir la contribución de la emisión espontánea.

La emisión espontánea se modela a través de una simple ecuación exponencial que se expresa de la manera siguiente (Poindexter et al., 2018):

$$P_S(t) = C_1 e^{-\frac{t-t_p}{\tau}}, \quad (67)$$

donde C_1 es la potencia máxima de la emisión espontánea, t_p es el tiempo donde comienza el flanco de bajada del pulso de la fotocorriente, y τ es el tiempo de vida de los portadores.

Los fotones generados por la emisión espontánea se propagan en cualquier dirección y con cualquier polarización, por lo tanto, el haz de emisión espontánea es un haz no polarizado. Así, al transmitirse por el polarizador lineal, la potencia producida por la emisión espontánea se reduce a la mitad, según la función de transferencia del polarizador:

$$P_{\text{out,S}}(t) = P_S(t) \sin^2\left(\frac{90^\circ}{2}\right) = \frac{P_S(t)}{2}. \quad (68)$$

Es importante mencionar que la contribución de esta emisión espontánea ocurre solamente en el flanco de bajada del pulso de fotocorriente. Esto se debe a que, previo a la introducción del pulso, no ha ocurrido una inversión de población dentro la región activa del amplificador y, por ende, no hay portadores libres en la BC que se puedan recombinar en la BV.

En base a lo anterior, el flanco de subida de la respuesta del interruptor ($P_{\text{switch}}(t)$) puede simularse en base a la ecuación 66. Por otro lado, para el flanco de bajada se debe de tomar en cuenta también la contribución de la emisión espontánea (ecuación 68), por medio de la expresión siguiente:

$$P_{\text{switch}}(t) = \frac{P_{\text{out,S}}(t)}{2} + P_{\text{out,V}_1}(t). \quad (69)$$

El modelo del tiempo de respuesta se soluciona entonces, asumiendo el valor del elemento R_3 igual a 0, 25, 50, 75, 100 o 1,000 Ω , por medio del método RKN3, proponiendo cada vez diferentes valores de los elementos parásitos, así como diferentes tiempos de vida (τ) para la emisión espontánea. Esto se realizó hasta obtener el mejor ajuste posible entre las curvas simuladas y las experimentales.

Capítulo 4. Fase experimental

En la fase experimental, se realizaron tres experimentos preliminares, con los cuales se obtuvieron las condiciones óptimas para llevar a cabo la operación de conmutación en el interruptor propuesto. En el primer experimento se obtuvo el espectro de absorción del MQWSOA y se caracterizó el corrimiento de las líneas de absorción excitónicas, con el fin de verificar la manifestación del efecto SIQCSE y de identificar las longitudes de onda de los haces de datos y de control que producen los mayores desplazamientos de estas líneas. En el segundo experimento se caracterizó, en estado estable, el cambio de polarización que sufre un haz de prueba, a la salida del MWQSOA empleado, al introducir dentro de este dispositivo un haz de control. El objetivo de este experimento fue, primeramente, constatar que el efecto SIQCSE es capaz de perturbar la birrefringencia de la guía de onda del amplificador utilizado e inducir fuertes cambios de polarización en el haz de datos. Así mismo, este experimento se llevó a cabo para estimar la potencia óptica necesaria, del haz de control, que permite que el estado de polarización del haz de prueba se vuelva ortogonal al que tiene cuando el haz de control está apagado. Para tal efecto se utilizó como herramienta de análisis la esfera de Poincaré con la cual también se determinó la polarización óptima de entrada al amplificador del haz de datos. En el tercer y último experimento preliminar, se caracterizó el tiempo de respuesta del interruptor.

En base a los resultados obtenidos de los tres experimentos anteriores, se realizó un último experimento, donde se demuestra y caracteriza la operación de conmutación del interruptor propuesto, con una señal de datos pseudoaleatorios de 10 Gb/s, utilizando como herramientas de evaluación diagramas de ojos y la tasa de bit erróneo (BER).

4.1. Arreglo experimental para observar la línea de absorción excitónica del SOA y su corrimiento ante un haz de control de alta potencia

Iniciando la fase experimental, se caracterizó el espectro de absorción del MQWSOA, esto con el objetivo de identificar la línea de absorción excitónica principal (hh-1s), y de definir las posibles longitudes de onda, para los haces de datos y de control, que se podrían utilizar en las fases experimentales siguientes. Específicamente, el experimento consistió en introducir, dentro del MWQSOA, un haz de prueba de potencia débil, barrerlo en longitud de onda y determinar su transmisión a través del amplificador, con lo cual se obtuvo un espectro de transmisión del haz de prueba, que se considera

equivalente al espectro de absorción del dispositivo. Posteriormente, se introdujo dentro del amplificador un haz de control y se observó el corrimiento de la línea de absorción excitónica hh-1s y, por tanto, la manifestación del efecto SIQCSE.

4.1.1. Espectro de absorción del SOA

Utilizando una fuente de luz láser sintonizable *ANDO AQ4320D* (PL), se introdujo el haz de prueba en el MQWSOA, y se registró su potencia de salida en un analizador de espectros *Anritsu MS9715B* (OSA), variando la longitud de onda del haz de 1520 a 1620 nm.

Para esto, se construyó un arreglo experimental representado por el diagrama de bloques mostrado en la figura 29. Se utilizaron dos lentes objetivos, una para inyectar (L1) el haz de prueba dentro del MQWSOA y otra (L2) para colimarlo a la salida del amplificador. El haz de prueba se pasó de una fibra óptica al espacio libre, y viceversa, por medio de dos lentillas de índice de gradiente representadas por G1 y G2, respectivamente. Con el fin de mantener una misma potencia óptica del haz de prueba, para todo el rango de longitudes de onda explorado (1520 a 1620 nm), este haz se hizo pasar, antes de ser introducido dentro del MQWSOA, por un divisor de haz (BS), donde se monitoreó su reflexión con un medidor de potencia (MP) *Thorlabs PM20*. Para tal efecto, se colocó una fibra óptica acoplada, por un lado, al medidor de potencia, y por el otro lado, a una lentilla de índice de gradiente G3. Además, puesto que la guía de onda del MQWSOA empleado está optimizada para un confinamiento de la luz en el modo TE, el haz de prueba se introdujo al amplificador con una polarización lineal horizontal, la cual se ajustó, en espacio libre, por medio de un aislador óptico (Iso1). Este elemento fue asimismo colocado para evitar el establecimiento de reflexiones parásitas e impedir la formación de una posible cavidad. La polarización del haz de prueba, antes de entrar a Iso1, fue optimizada para su máxima transmisión a través de este elemento, vía un controlador de polarización de fibra (PC1), el cual fue directamente acoplado a la fuente de luz láser sintonizable (PL). El experimento se realizó con el laboratorio a una temperatura de 20 °C, y el amplificador se estabilizó a 23°C utilizando un elemento Peltier, una termoresistencia y un controlador de temperatura (*JLX Lightwave LDT-5910B*). Todo lo anterior con el fin de evitar corrimientos de la línea excitónica hh-1s debidos a fluctuaciones en la temperatura de operación del MQWSOA.

Las mediciones en el analizador de espectros, en el rango de 1520 a 1620 nm, se llevaron a cabo en dos secciones: de 1520 a 1590 nm, en pasos de 5 nm; y de 1590 a 1620 nm, en pasos de 0.1 nm. Esto

se debió a que, en el rango de longitudes menores a 1590 nm, la absorción experimentada por el haz de prueba en el MQWSOA no presenta discontinuidades. En contraste, en el rango de 1590 a 1620 nm, el espectro de absorción alberga a las resonancias excitónicas. En particular, la determinación del espectro de absorción del amplificador se efectuó para los casos donde sus electrodos estuvieron en corto circuito y en circuito abierto.

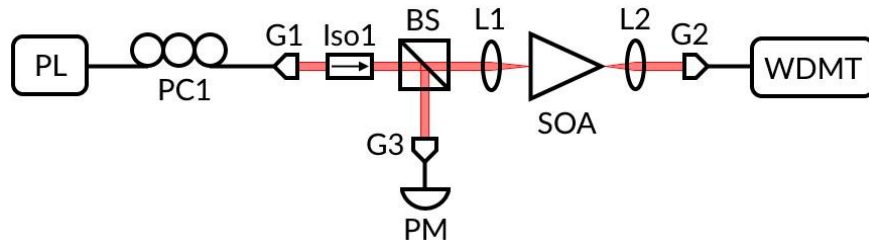


Figura 29. Diagrama de bloques del arreglo experimental para obtener el espectro de absorción del SOA. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.

4.1.2. Corrimiento de la línea excitónica al introducir un haz de control de alta potencia

Una vez identificada la línea de absorción excitónica principal, cuando los electrodos del SOA están en corto circuito y en circuito abierto, se introdujo un segundo haz de alta potencia (haz de control) emanado de una fuente láser sintonizable *ANDO AQ4320D* (CL), utilizando el arreglo que se observa en la figura 30. Algunos de los elementos pueden observarse también en la fotografía de la figura 31. El haz de control se introdujo, al igual que el haz de prueba, a través del divisor de haz (BS), empleando un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA1), para aumentar su potencia, un controlador de polarización PC2 de fibra óptica, una lentilla de gradiente de índice G4 y un aislador óptico de espacio libre (Iso2). En particular, CP2 e Iso2 fueron ajustados para que el haz de control presentara una polarización lineal horizontal en la entrada del amplificador.

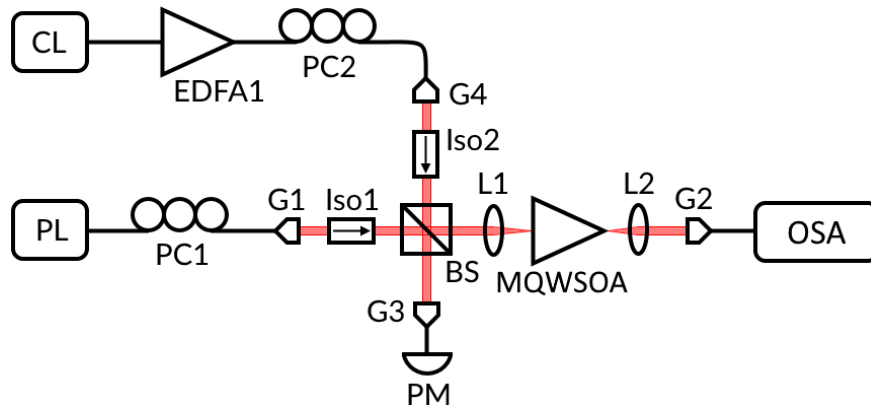


Figura 30. Diagrama de bloques del arreglo experimental para obtener corrimiento de la línea excitónica del SOA, con respecto a la potencia del haz de control. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.

Con el haz de control encendido, poseyendo una potencia de 3 dBm en la entrada del amplificador, ya tomando en cuenta las pérdidas por inserción, se capturó otra vez la potencia de salida del haz de prueba con el OSA, en el rango de 1520 a 1620 nm, con los electrodos del MQWSOA en circuito abierto, con el fin de observar el corrimiento de la línea excitónica principal debido al efecto SIQCSE.

Posteriormente, se registraron las posiciones espectrales de la línea de absorción excitónica $hh-1s$ que resultaron de variar la potencia del haz de control de 0 a 3.16 mW (5 dBm).

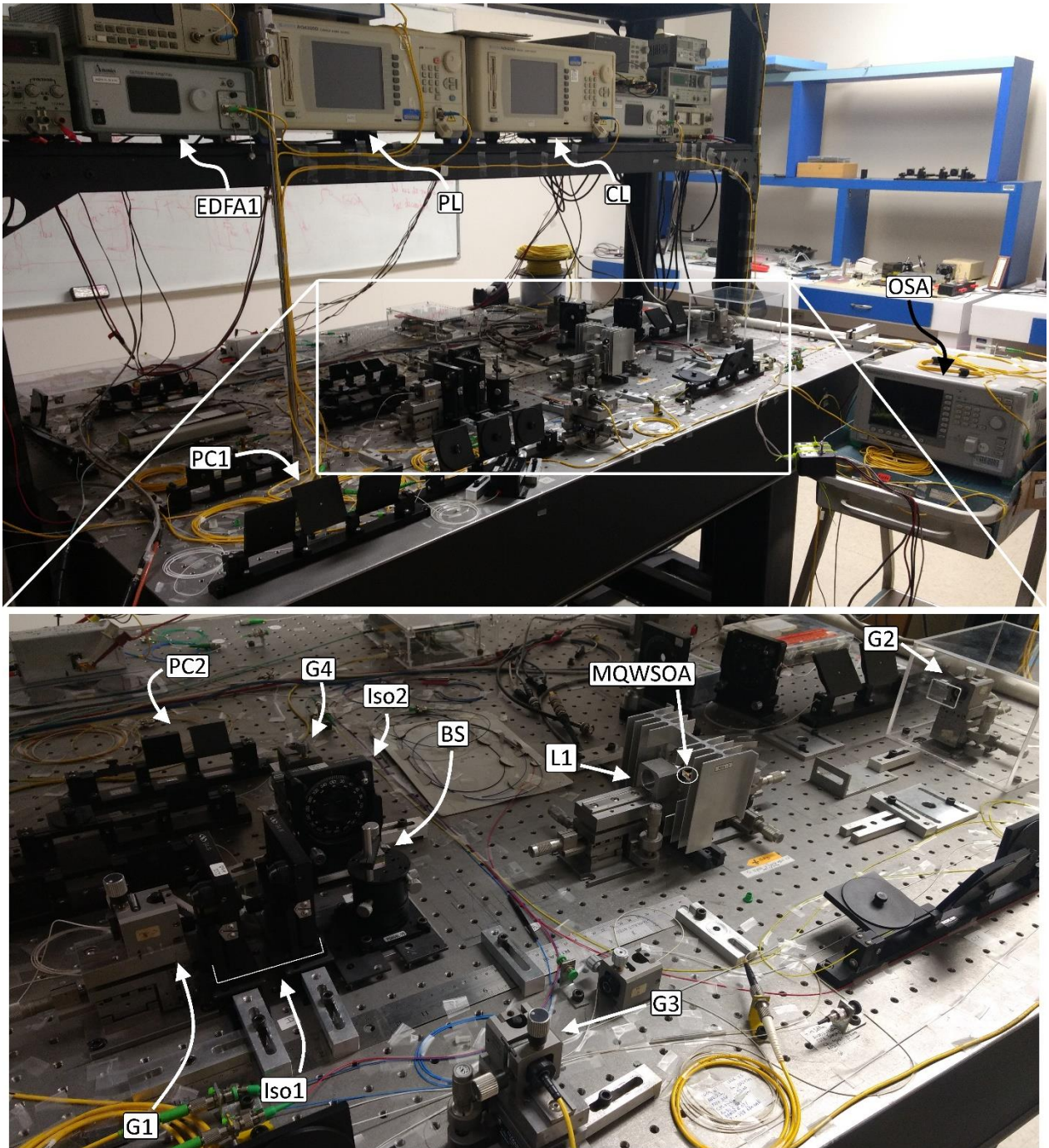


Figura 31. Fotografías del arreglo experimental para caracterizar el espectro de absorción del MQWSOA y el corrimiento de la línea excitónica ante un haz de control.

4.2. Arreglo experimental para caracterizar, en estado estático, el cambio del estado de polarización de un haz de prueba inducido por un cambio en la potencia de un haz de control

En este experimento, se observó el cambio de polarización del haz de prueba, al modificar la potencia del haz de control, en estado estacionario. Este experimento se realizó con el fin de estimar la potencia del haz de control, y la polarización de entrada del haz de prueba, con las cuales se puede obtener un desplazamiento angular, de aproximadamente 180° en la esfera de Poincaré, en el estado de polarización del haz de prueba, para diferentes combinaciones de longitudes de onda de ambos haces. La realización de este experimento se llevó a cabo en dos fases. En la primera fase, se construyó el banco experimental de la figura 32. En este caso, a la salida de la fibra óptica terminada en la lentilla de índice de gradiente (G2) se coloca un filtro pasa banda (BPF) acoplado a un analizador de polarización *HP 8509B* (LPA). La banda pasante del filtro BPF es centrada en la longitud de onda del haz de prueba y su ancho espectral es ajustado para ser el más angosto posible (0.1 nm). Con el fin de efectuar un procedimiento que compense los cambios en la polarización del haz de prueba, que introducen la fibra terminada en la lentilla G2, el filtro BPF y la fibra que conecta a este dispositivo con el analizador de polarización LPA, se introduce un polarizador lineal (Pol) entre el lente objetivo L2 y la lentilla G2. Con el haz de prueba encendido, el polarizador Pol se coloca en tres orientaciones: 0, 45 y 90 grados y en cada una de ellas se le indica al analizador de polarización, el cual se pone en una rutina de compensación, que capture el estado de polarización del haz de prueba. Sabiendo, el analizador de polarización LPA, el estado de polarización con el que parte el haz de prueba del polarizador Pol y el estado de polarización que recibe en cada orientación, el aparato compensa la birrefringencia del trayecto óptico, lo cual es equivalente a trasladar virtualmente el analizador de polarización LPA a la salida del polarizador Pol. Con esta compensación, o marco de referencia, se tiene entonces la posibilidad de determinar el estado de polarización que tiene el haz de prueba a la salida del amplificador (después de L2 quien no cambia la polarización), al retirar del montaje el polarizador Pol.

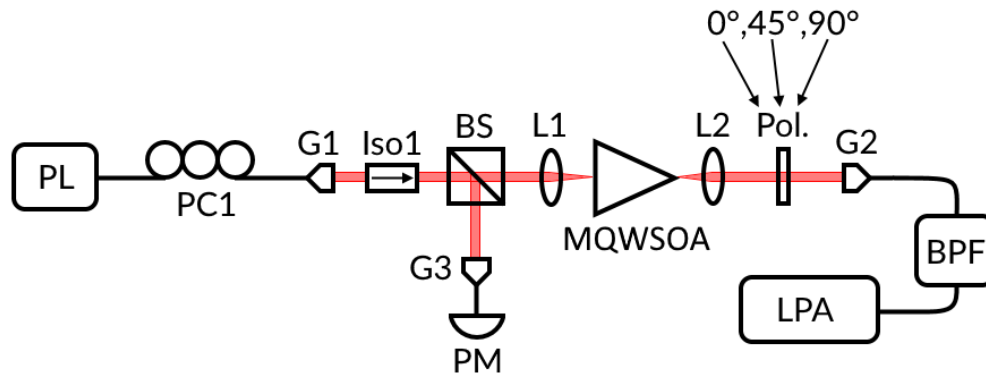


Figura 32. Diagrama de bloques del arreglo experimental para calibrar el analizador de polarización. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.

Una vez retirado el polarizador lineal Pol y efectuada la compensación explicada en el párrafo anterior, se continuó con la siguiente fase del experimento en donde se agregó la rama, explicada para la figura 32, que permite insertar dentro del amplificador un haz de control de alta potencia, quedando el arreglo final como se muestra en la figura 33. Es importante observar que el filtro BPF no permite que el haz de control lo cruce, por lo que aun cuando éste esté prendido, el analizador de polarización LPA solo registrará el estado de polarización del haz de prueba.

A continuación, se establecieron diversos estados de polarización lineales de entrada del haz de prueba, modificando la orientación del aislador Iso1 (y ajustando PC1), y se determinó con el LPA, para cada uno de ellos, el estado de polarización de este haz a la salida del amplificador. Se registró entonces el estado de polarización del haz de prueba, a la entrada y a la salida del MQWSOA, en dos casos: con el haz de control apagado, y encendido con una potencia tal que permitiera obtener un desplazamiento angular máximo de 180° , en la esfera de Poincaré, sin sobrepasar el límite de potencia óptica del amplificador, el cual es de aproximadamente 17 dBm.

Lo anterior se realizó con las siguientes longitudes de onda del haz de control: 1530, 1569, 1604, 1610 nm. Para el haz de prueba las longitudes de onda fueron: 1520, 1560, 1580, 1600 y 1620 nm. Lo explicado anteriormente se repitió bajo todas las combinaciones posibles de dichas longitudes de onda de los haces de control y de prueba. Esto con el fin de identificar las longitudes de onda donde es posible obtener un desplazamiento angular máximo de 180° , en la esfera de Poincaré, del estado de polarización del haz de prueba, y la potencia del haz de control requerida para lograrlo. Los resultados de este experimento fueron utilizados en la siguiente fase experimental.

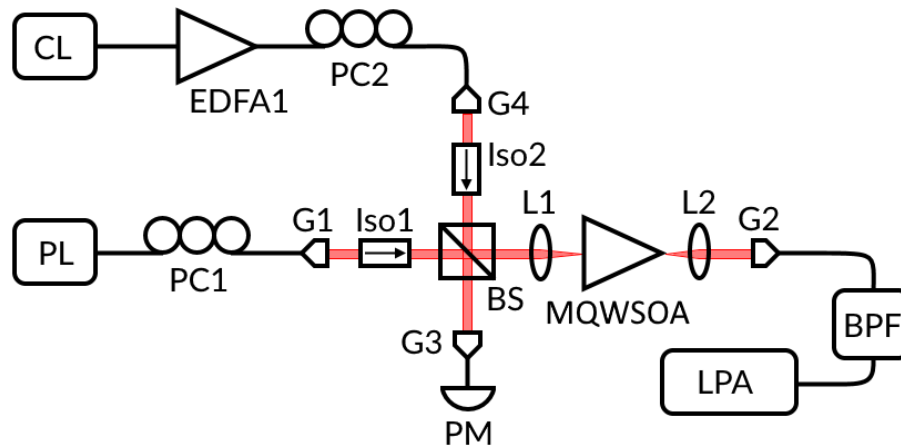


Figura 33. Diagrama de bloques del arreglo experimental para caracterizar la rotación de polarización del haz de prueba, con respecto a la potencia del haz de control. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, mientras que las líneas en negro representan fibras ópticas.

4.3. Banco experimental para caracterizar el tiempo de respuesta del interruptor

En este experimento se buscó obtener el tiempo de respuesta del MQWSOA. Para esto, se construyó el arreglo que se observa en la figura 34. En este caso, el haz de control fue modulado por medio de un modulador Mach-Zehnder (MZM), controlado por un generador de pulsos eléctricos gaussianos (EPG) de aproximadamente 160 ps, con una frecuencia de 7 MHz proporcionada por la señal de sincronización de un generador de pulsos pseudoaleatorios Anritsu MP1763B (PRPG). La salida total del MQWSOA fue magnificada por medio de un amplificador de fibra óptica EDFA2, y posteriormente se rechazó el haz de control con un filtro BPF, por lo que el único haz que sale de este dispositivo es el de prueba, al cual se le controló su polarización vía un controlador de polarización PC4 acoplado a un polarizador de fibra óptica, cuya salida es insertada dentro de un osciloscopio ultrarrápido de 80 Ghz (Osc), modelo Agilent DCA-J 86100C.

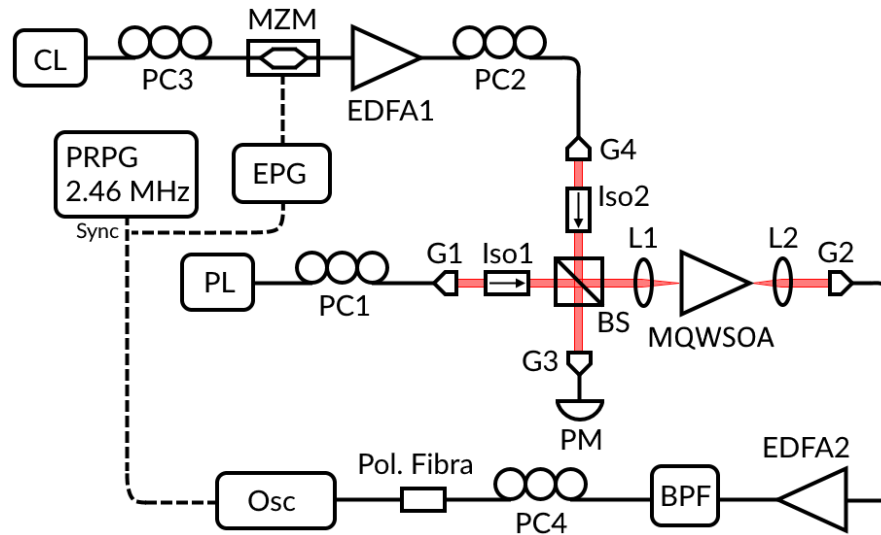


Figura 34. Diagrama de bloques del arreglo experimental para caracterizar el tiempo de respuesta del SOA. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, las líneas sólidas y punteadas en negro representan fibras ópticas y cables eléctricos, respectivamente.

Puesto que el haz de prueba se transmite a través del polarizador lineal de fibra, para el caso donde el haz de control está apagado, se ajustó el controlador de polarización PC4 de tal manera que se extinguiera el haz de prueba justo a la entrada del osciloscopio. Por lo tanto, al encender el haz de control, cada uno de los pulsos que genera el modulador MZM modifica la birrefringencia de la guía de onda del MQWSOA y el haz de prueba experimenta un cambio en su estado de polarización que le permite cruzar el polarizador. Fue así entonces posible observar los flancos de subida y de bajada del haz de prueba que salen del polarizador de fibra óptica cada vez que se suscita un pulso de control. La diferencia entre los tiempos de subida y de bajada de los pulsos del haz de control, a la entrada del MQWSOA, y los del haz de prueba, a la salida del polarizador de fibra, rigen el tiempo de respuesta del interruptor propuesto.

Este experimento se realizó con los electrodos del MQWSOA en corto circuito, circuito abierto y con resistencias de carga entre los electrodos de: 25, 50, 75 y 100 Ω . La repetición de este experimento con múltiples resistencias se llevó a cabo para tener diferentes respuestas del interruptor bajo distintas condiciones del circuito equivalente eléctrico del amplificador, lo cual permite encontrar un ajuste más certero del valor desconocido de los elementos eléctricos parásitos del MQWSOA.

4.4. Banco experimental para caracterizar la eficiencia del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s

En este experimento se llevó a cabo la operación de la conmutación cruzada, utilizando una señal de datos pseudoaleatoria de 10 Gb/s y un haz de control pulsado. Esto con el fin de demostrar que es posible seleccionar el puerto de salida de una señal de datos, de manera completamente óptica, dependiendo de si el haz de control está encendido o no.

En base a los resultados de los experimentos anteriores, se seleccionaron las longitudes de onda para el haz de datos de 1560 nm (banda-C) y para el haz de control de 1569 nm (banda-L). Como se verá más adelante, en la sección de resultados, estas longitudes de onda permiten la rotación de la polarización más eficiente en el haz de datos.

Se construyó entonces el arreglo cuyo diagrama se muestra en la figura 35, y que también puede observarse en la fotografía de la figura 36. El haz de control se introdujo en el MQWSOA en forma de un tren de pulsos ópticos, casi-rectangulares de 10 ns de duración, con una tasa de repetición de 100 MHz, generado por medio de un modulador Mach-Zehnder (MZM1). La señal de RF que alimenta a este modulador fue proporcionada por la señal de datos de un generador de patrones pseudoaleatorios (PRPG1). Por otro lado, el haz de datos se moduló con otro modulador Mach-Zehnder (MZM2) que arrojó un tren de pulsos pseudoaleatorios de 2^7 bits, con una tasa de repetición de 10 Gb/s. Para tal efecto, este modulador fue manejado con la señal de datos de un segundo generador de patrones pseudoaleatorios PRPG2, el cual fue sincronizado con el generador PRPG1 por medio de su señal de reloj. Ambas señales de control y de datos fueron amplificadas antes de ser introducidas al MQWSOA, por medio de los amplificadores de fibra contaminada con erbio EDFA1 y EDFA3, respectivamente. En particular, la potencia promedio del haz de control fue de 15 dBm, con el fin de obtener estados de polarización ortogonales, en la señal de datos, cuando un pulso de control está y no está perturbando al amplificador. Asimismo, la potencia promedio del haz de datos fue de 4.31 dBm.

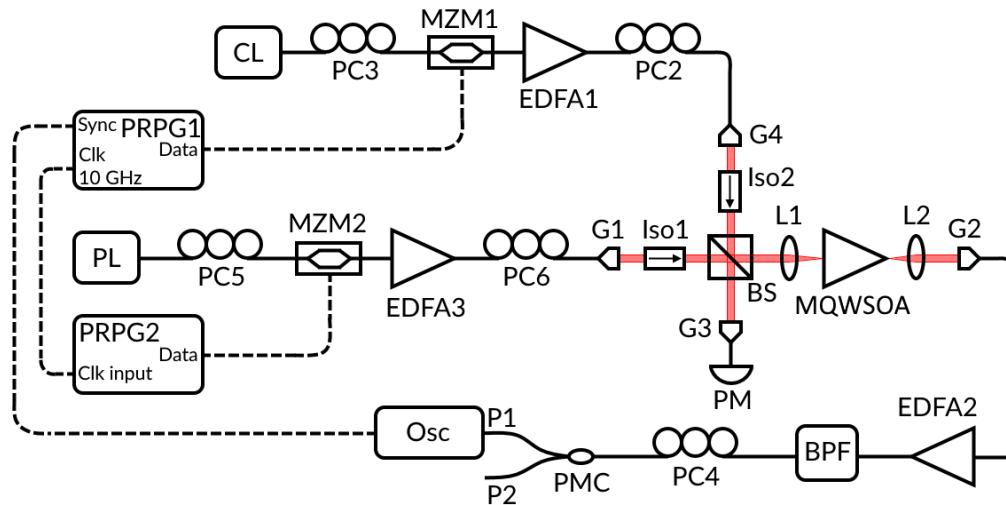


Figura 35. Diagrama de bloques del arreglo experimental para caracterizar la operación de conmutación del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s. Las líneas en rojo indican el trayecto de la luz en el espacio libre, las líneas sólidas y punteadas en negro representan fibras ópticas y cables eléctrico, respectivamente.

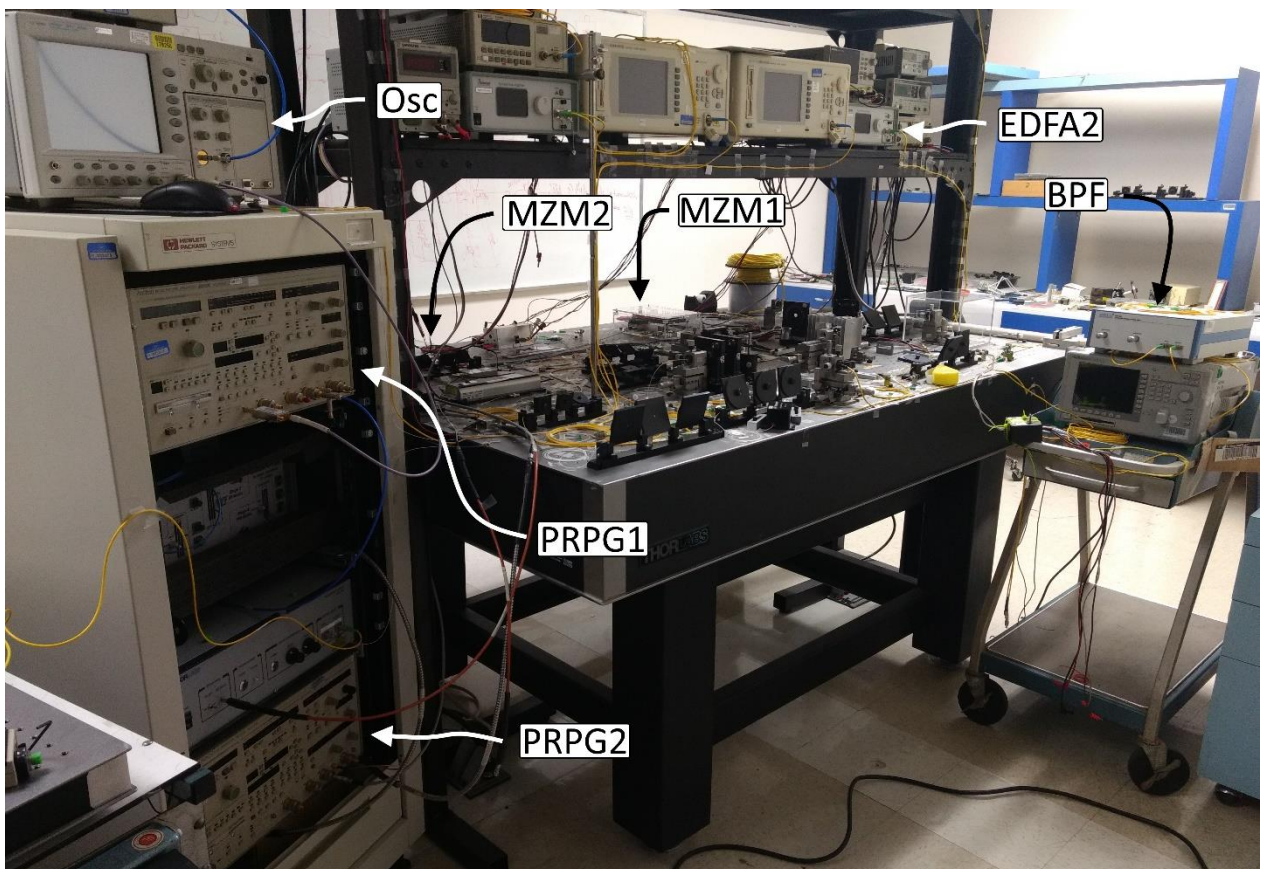


Figura 36. Fotografía del arreglo experimental para caracterizar la operación de conmutación del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s.

La salida total del MQWSOA fue amplificada por medio de un tercer amplificador de fibra (EDFA2) y posteriormente se rechazó, tanto la emisión espontánea amplificada del amplificador EDFA2, como los pulsos ópticos de control, con el filtro BPF, por lo que la única señal que sale de este dispositivo es la de datos. Por su parte, a la señal de datos se le controló su polarización vía un controlador de polarización PC4 acoplado a un divisor de haz sensible a la polarización PMC, cuyos puertos de salida P1 y P2 son conectados a un osciloscopio ultrarrápido *Agilent DCA-J 86100C* (Osc).

Con este arreglo, y con los pulsos de control apagados, se ajustó la polarización de la señal de datos con el controlador PC4, de tal manera que esta señal se transmitiera (extinguiera) completamente por el puerto P1 (P2) del acoplador PMC. De esta forma, al encender los pulsos de control, éstos modifican el estado de polarización de los bits de la señal de datos que coinciden temporalmente con ellos, provocando que ahora se transmitan (extingan) por el puerto P2 (P1). Esto se realizó con el fin de demostrar la conmutación cruzada de una señal de datos de manera completamente óptica, es decir, para demostrar la posibilidad de controlar el puerto de salida de los datos por medio de un segundo haz de alta potencia.

El experimento anterior se repitió, modulando el haz de datos de tal manera que se generaran paquetes de aproximadamente 80 bits, con un encabezado inicial de 5 bits. Estos paquetes de bits se sincronizaron entonces con los pulsos del haz control. Lo anterior se realizó para simular los paquetes de datos que se transmiten en las redes de telecomunicaciones.

Posteriormente, con el fin de caracterizar el desempeño del interruptor desarrollado se obtuvieron los diagramas de ojo correspondientes a la señal de datos, por medio del osciloscopio ultrarrápido Osc. Dichos diagramas, para la señal de datos, se obtuvieron antes de su inserción al MQWSOA, y en la salida de los puertos P1 y P2 del PMC, con el haz de control encendido y apagado. Para tal efecto, la señal de datos fue muestreada por el osciloscopio Osc, mientras que este instrumento fue disparado con la señal de $\frac{1}{4}$ de reloj del generador PRPG1.

Finalmente, los diagramas de ojo fueron analizados con el fin de obtener la tasa de bit erróneo (BER) del interruptor. Para esto, se utilizó la siguiente ecuación (Soto et al., 2017):

$$\text{BER} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right), \quad (70)$$

donde $\text{erfc}()$ es la función de error complementaria, y el factor Q corresponde a la relación señal-ruido, dada por:

$$Q = \frac{|\mu_1 - \mu_0|}{\sigma_1 + \sigma_0}, \quad (71)$$

donde $|\mu_1 - \mu_0|$ denota la separación que existe entre las potencias promedio de los niveles "1" y "0" del diagrama de ojo, mientras que σ_1 y σ_0 son las desviaciones estándar de las potencias de los ambos niveles. En base a los resultados de la BER se identificó la potencia necesaria en la señal de datos, al llegar al osciloscopio, para obtener un funcionamiento del interruptor desarrollado, con una tasa de error mínima de 10^{-9} , lo cual es considerado como una operación libre de errores.

Capítulo 5. Resultados y discusión

A continuación, se presentan y analizan los resultados obtenidos con los arreglos experimentales detallados en el capítulo 4, y se validan los modelos matemáticos desarrollados en el capítulo 3.

5.1. Espectro de absorción del SOA y el corrimiento de la línea excitónica debido al fenómeno SIQCSE

El primer banco experimental, mostrado en el diagrama de la figura 29 y explicado en la sección 4.1.1., se construyó para observar el espectro de absorción del MQWSOA empleado en este trabajo. Para tal efecto, se introdujo un haz de prueba dentro del MQWSOA con una potencia de -8 dBm y se fluctuó su longitud de onda de 1520 a 1620 nm, capturando su potencia, a la de salida del amplificador. Los espectros de absorción resultantes, correspondientes a los casos donde los electrodos del amplificador están en corto circuito y en circuito abierto, se pueden apreciar en la figura 37. Además, se puede observar a detalle la región inicial del espectro, en la figura 38, correspondiente a energías menores a la energía del bordo de absorción de los QW del MQWSOA.

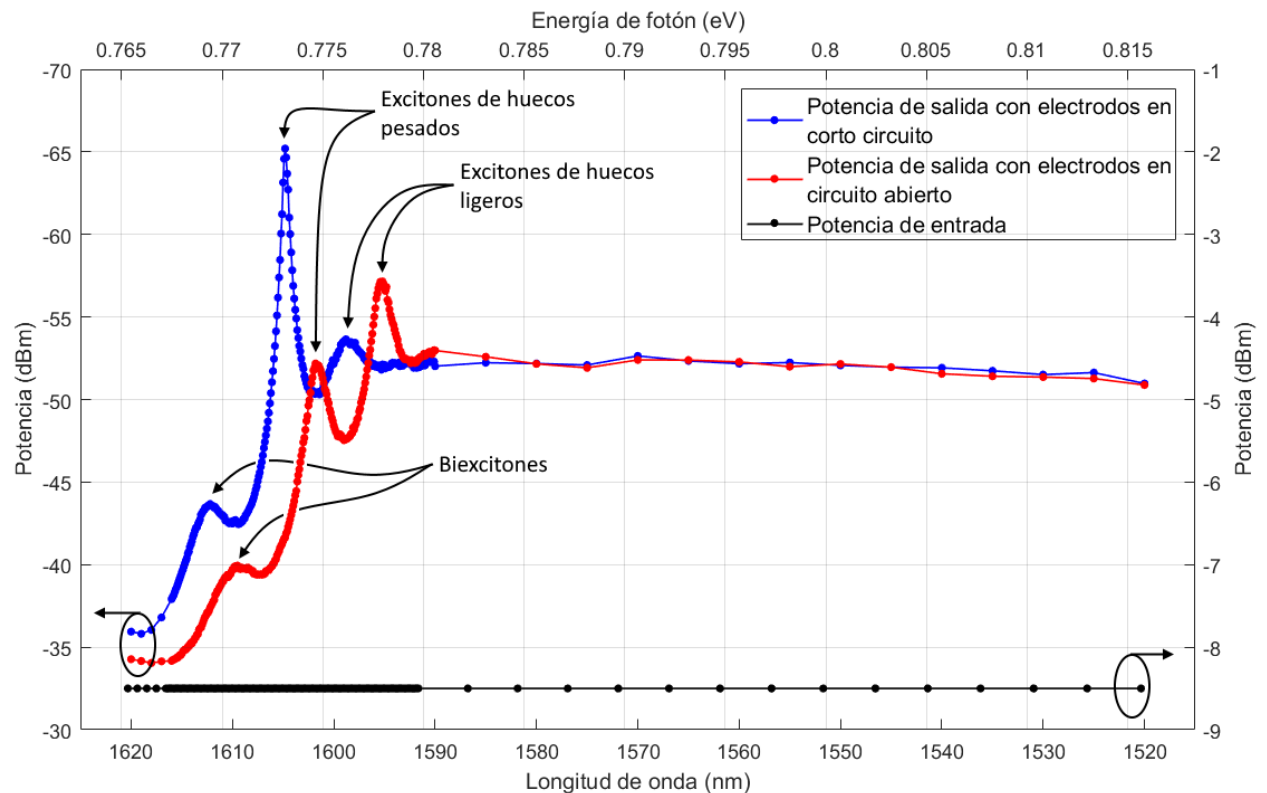


Figura 37. Espectros (de menor a mayor energía de fotón), de entrada al amplificador, generado por el barrido en longitud de onda del haz de prueba, y de salida del MQWSOA, producido por la absorción de este dispositivo cuando sus electrodos están en corto circuito y en circuito abierto.

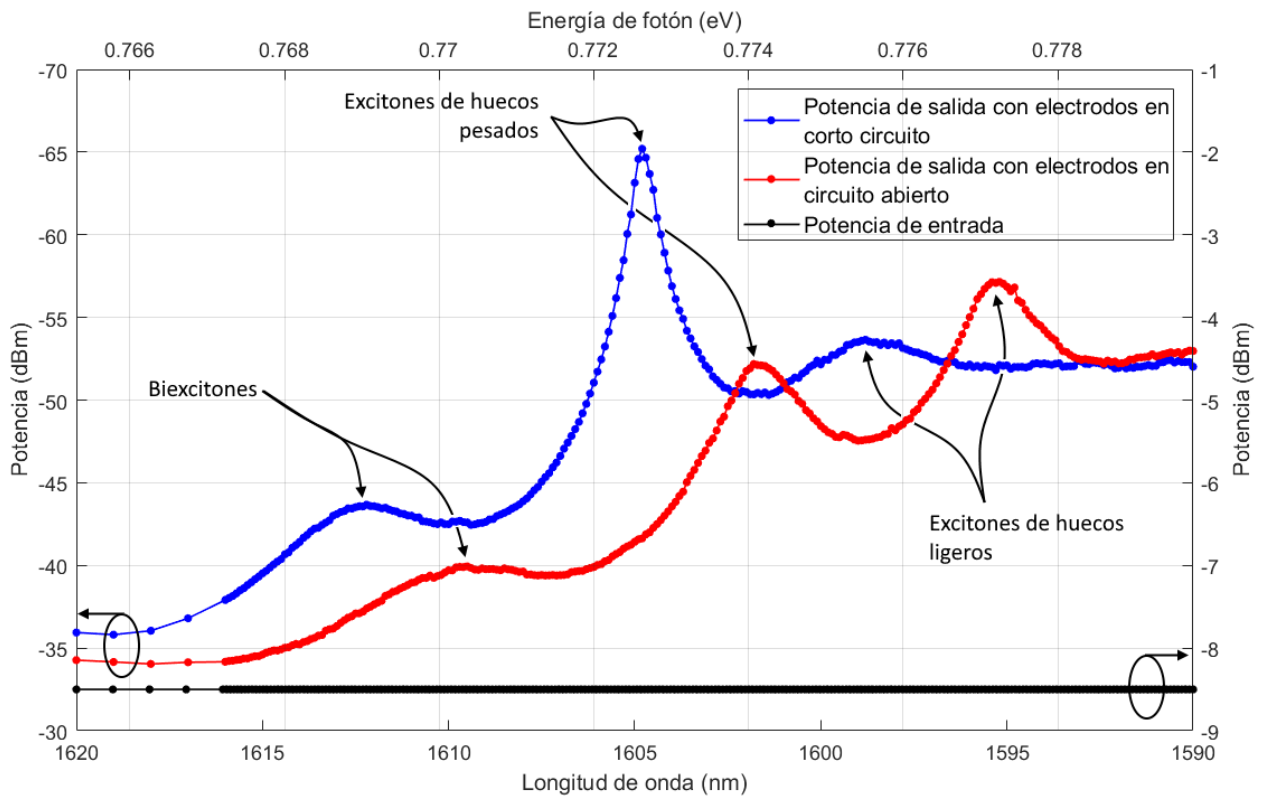


Figura 38. Región espectral, de energía de fotón inferiores a las del borde de absorción (~ 1585 nm) del MQWSOA, de los espectros presentados en la figura 37.

En estos espectros se puede observar que, tanto en corto circuito, como en circuito abierto, se presentan tres líneas de absorción en el intervalo de longitudes de onda de 1595 a 1620 nm. Para el caso en el que los electrodos están en corto circuito, las líneas de absorción situadas en 1604 y 1598 nm, corresponden a los excitones de huecos pesados hh-1s y huecos ligeros lh-1s, respectivamente. Para el caso en circuito abierto, las líneas de absorción excitónicas de huecos pesados hh-1s y ligeros lh-1s se encuentran ubicadas en 1602 y 1595 nm, respectivamente. Adicionalmente, se presenta otra línea de absorción alrededor de 1611 nm, para el caso en corto circuito, y en 1609 nm, para el caso en circuito abierto, las cuales se deben a la absorción inducida por la generación de biexcitones, que son estados atados de dos excitones. En este caso, un excitón se convierte en un biexcitón mediante un proceso, de absorción de un fotón, que cumple con la conservación de energía y momento, lo cual genera las líneas de absorción antes mencionadas.

La diferencia de energías entre los excitones de huecos pesados hh-1s y huecos ligeros lh-1s se debe, como se explicó en el modelo matemático de la energía excitónica, a que ambos portadores

presentan una diferente masa efectiva. La diferencia entre las masas efectivas produce entonces una energía de atadura diferente entre los pares electrón-hueco ligero y electrón-hueco pesado. Además, se mencionó en el marco teórico que los pozos cuánticos del amplificador presentan un esfuerzo mecánico, el cual produce una deformación de compresión, lo cual resulta en una degeneración en la energía de los huecos ligeros y huecos pesados (ver figura 16). Por lo tanto, la energía de atadura de los excitones de huecos ligeros lh-1s será menor a la de los excitones de huecos pesados hh-1s.

Es importante notar también, que las energías correspondientes a las tres líneas de absorción excitónica, difieren para los casos en corto circuito y circuito abierto. Más específicamente, con los electrodos en corto circuito, las tres líneas presentan energías menores a las exhibidas para el caso cuando los electrodos están en circuito abierto. Esto es de esperarse. Como se mencionó en el marco teórico, el MQWSOA presenta un campo piezoeléctrico en sus pozos cuánticos, debido al estrés mecánico en su estructura. El efecto piezoeléctrico, por lo tanto, produce un decremento en la energía potencial de los pares electrón-hueco fotogenerados, por lo que estos experimentan un corrimiento hacia menores energías, es decir, un corrimiento hacia el rojo. Sin embargo, los mismos pares fotogenerados forman campos eléctricos adicionales, que se oponen al campo piezoeléctrico y que, por lo tanto, producen un efecto de apantallamiento que reduce la magnitud del corrimiento hacia el rojo. A este fenómeno se le denominada como efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido. También se mencionó, que los campos eléctricos de apantallamiento pueden clasificarse como: interno y externo, donde el campo externo es de mayor magnitud. Mientras que el campo de apantallamiento interno se presenta, tanto con los electrodos en corto circuito, como en circuito abierto, el campo de apantallamiento externo solo se manifiesta cuando el MQWSOA está en circuito abierto, ya que en corto circuito los portadores que escapan de los pozos son drenados de manera inmediata, lo cual impide la formación del campo de apantallamiento externo. Así, cuando los electrodos están en circuito abierto, se establece el campo de apantallamiento externo, el cual contrarresta la acción del campo piezoeléctrico en los pozos de la estructura, lo cual tiende a regularizar (recorrer hacia el azul) la energía de cuantización de los portadores y por tanto a desplazar hacia una mayor energía a las líneas de absorción excitónicas.

Un aspecto interesante de notar es que la fuerza de absorción de la línea excitónica hh-1s disminuye considerablemente cuando el amplificador tiene sus electrodos en circuito abierto como se puede apreciar en la figura 35. Esto se debe al hecho de que, en corto circuito, los campos de apantallamiento interno y externo contrarrestan la acción del campo piezoeléctrico, lo que provoca que los electrones y huecos se acerquen más unos con otros dentro de los pozos cuánticos. Lo anterior causa un incremento en la energía de atadura de los excitones que hace más difícil su ionización por medio de

fonones. Así, los portadores fotogenerados producen excitones que no se ionizan inmediatamente, lo que genera estados excitónicos ocupados que no permiten la absorción de más fotones de energía igual a la de la resonancia excitónica en cuestión. Por esta razón, la fuerza de absorción de la línea excitónica hh-1s presenta una disminución considerable cuando los electrodos del MQWSOA están en circuito abierto. No obstante, la fuerza de absorción de la línea excitónica de huecos ligeros lh-1s aumenta considerablemente cuando los electrodos del MQWSOA están en corto abierto. Este aspecto pareciera contradictorio a lo expuesto para el caso de los excitones hh-1s, sin embargo, su posible explicación se fundamenta en el hecho de que hay dos fenómenos antagonistas en circuito abierto. Por un lado, está el incremento en la energía de atadura de los excitones y la ocupación de los estados excitónicos que no permiten más absorción de fotones, pero, por otro lado, está el escape de portadores de los pozos y la formación del campo de apantallamiento externo que también genera más fonones que ionizan a los excitones. En el caso de los excitones lh-1s, su energía de atadura es menor que la de los excitones hh-1s y son entonces mucho más susceptibles de ser ionizados. Por este motivo, el incremento de estados excitónicos lh-1s ocupados, que se suscita al aumentarse la energía de atadura por poner los electrodos en circuito abierto, se ve superado por la disminución de estados excitónicos lh-1s ocupados que causa la mayor tasa de ionización de excitones por fonones. Por consiguiente, al haber menos estados excitónicos lh-1s ocupados, la fuerza de absorción de esta línea excitónica se ve incrementada con respecto a su similar cuando el amplificador está con sus electrodos en corto circuito.

Posteriormente, se realizó un segundo experimento, donde se observó el corrimiento de las líneas excitónicas debido a la presencia, dentro del amplificador, de un segundo haz de control de alta potencia. En la figura 39, se observa entonces el espectro de absorción del MQWSOA en circuito abierto, y el espectro resultante al introducir el haz de control con una potencia de 3 dBm. Además, en la figura 40 se amplía la región inicial del espectro de absorción. En concordancia, con lo expuesto anteriormente, se puede observar en la figura 39 y 40 que la fuerza de absorción excitónica hh-1s aumenta cuando el haz de control está presente y hay, por lo tanto, una mucho mayor cantidad de fonones que ionizan a los excitones, suscitándose una fenomenología similar a la explicada en párrafos anteriores para la fuerza de absorción de la línea excitónica lh-1s.

Adicionalmente, también se registró el corrimiento de la línea excitónica de huecos pesados hh-1s con el haz de control apagado y encendido hasta una potencia de 5 dBm, lo cual se puede observar en la figura 41.

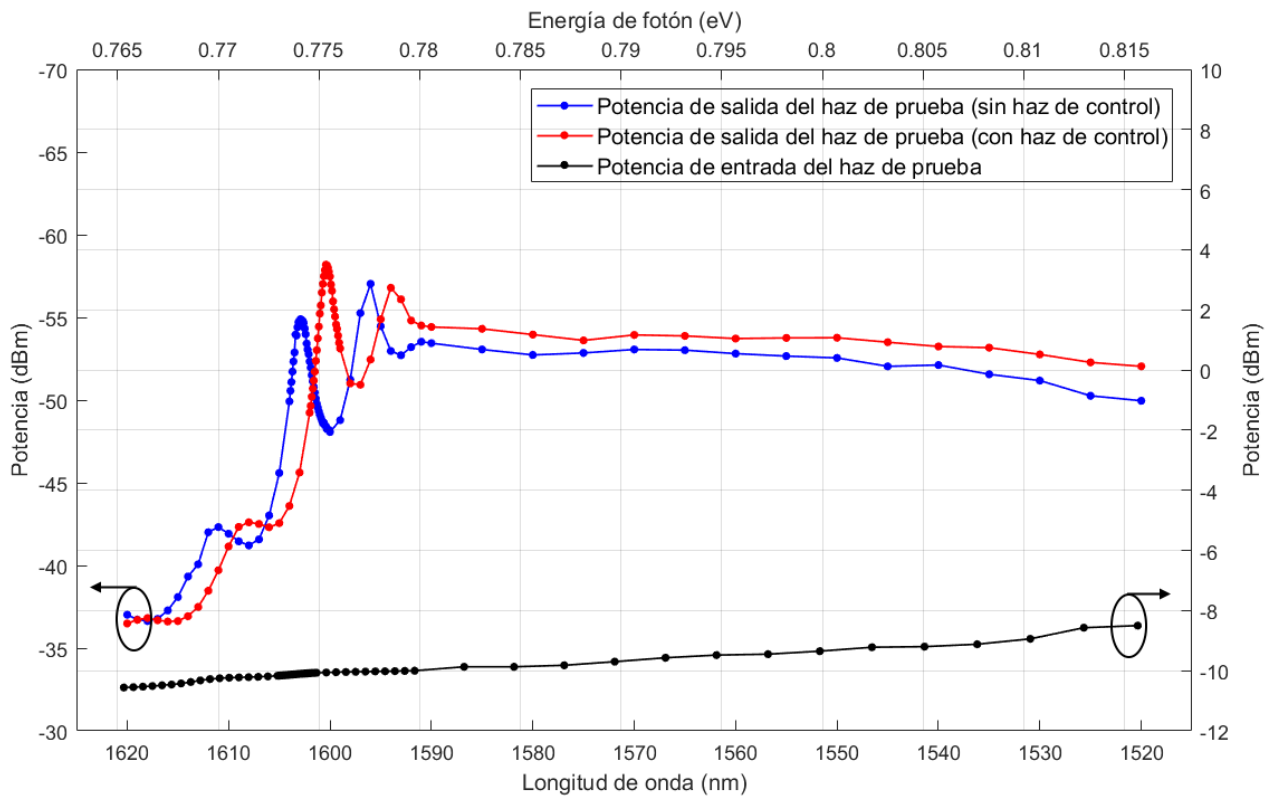


Figura 39. Espectros (de menor a mayor energía de fotón), de entrada al amplificador, generado por el barrido en longitud de onda del haz de prueba, y de salida del MQWSOA, producido por la absorción de este dispositivo en circuito abierto, antes y después de introducirle un haz de control de 3 dBm de potencia.

Como se mencionó en los párrafos anteriores, los pares electrón-hueco fotogenerados producen un efecto de apantallamiento sobre el campo piezoeléctrico, reduciendo el corrimiento hacia el rojo de la energía de los excitones. Así, al incrementar la potencia del haz de control, se produce una mayor cantidad de pares fotogenerados, los cuales incrementan la magnitud del efecto de apantallamiento. Por lo tanto, como se observa en la figura 39, la línea de absorción excitónica hh-1s experimenta un corrimiento de aproximadamente 2.5 nm hacia mayores energías al introducir el haz de control, dentro del MQWSOA, con una potencia de 3 dBm. En la figura 41, se observa que dicho corrimiento de la línea de absorción excitónica hh-1s se puede controlar de manera precisa variando la potencia del haz de control desde -10 dBm a mayores potencias. Con potencias menores a -10 dBm, el haz de control no contribuye significativamente al número de portadores fotogenerados y su efecto despreciable es comparable al que produce el haz de prueba (de -8 dBm), por lo que no se observa un gran cambio en la energía de los excitones.

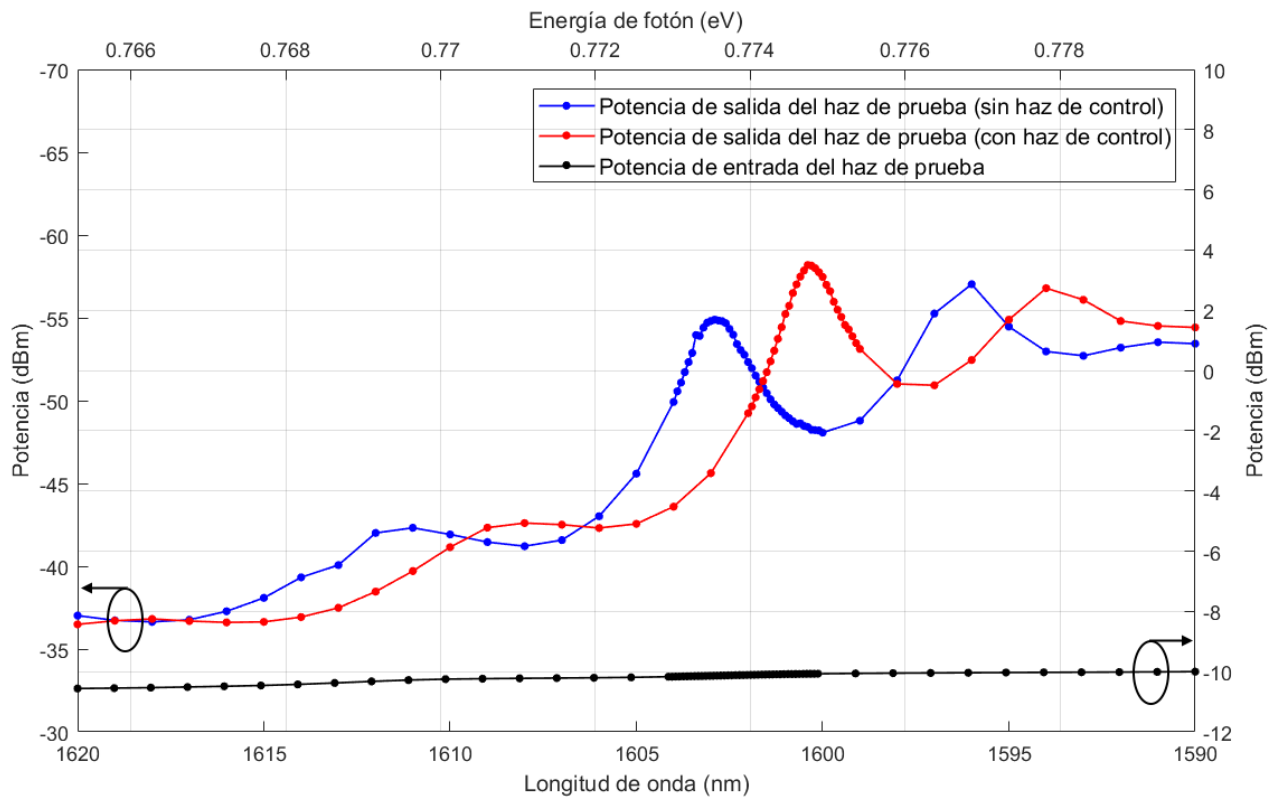


Figura 40. Región espectral, de energía de fotón inferiores a las del borde de absorción (~ 1585 nm) del MQWSOA, de los espectros presentados en la figura 39.

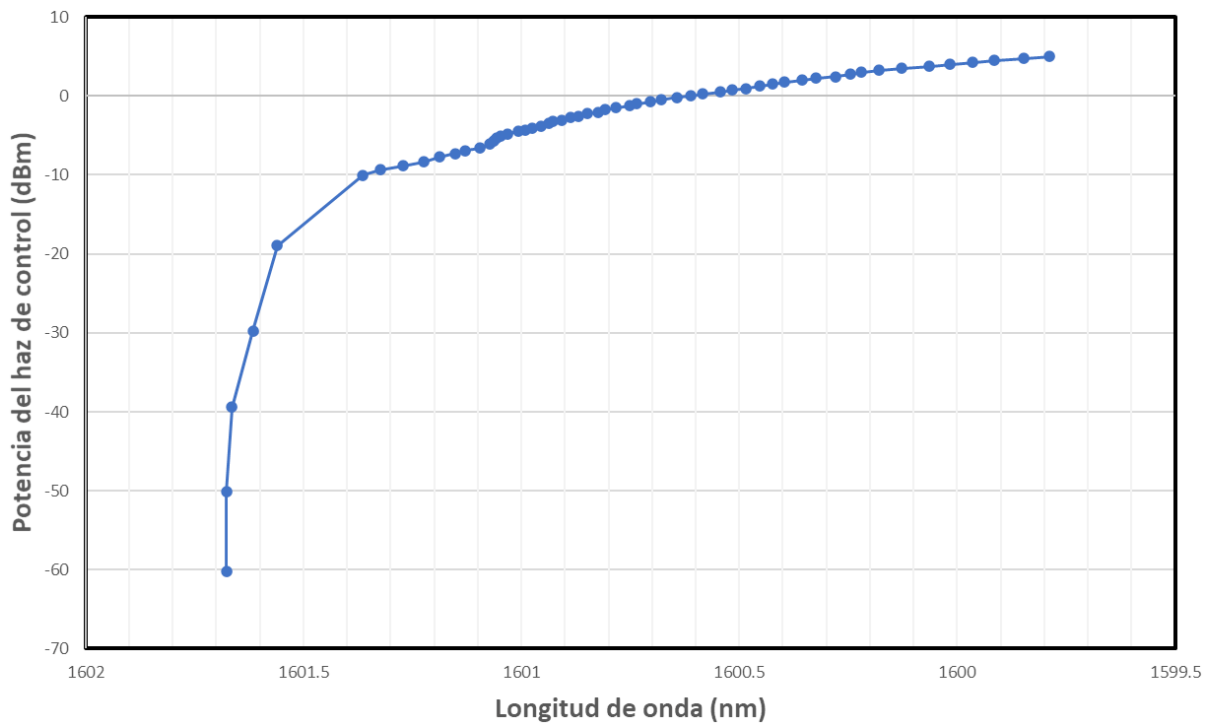


Figura 41. Posición espectral de la línea excitónica hh-1s con respecto a la potencia del haz de control, a la salida del MQWSOA en circuito abierto.

Este experimento se realizó únicamente para el caso de los electrodos en circuito abierto. Esto se debe a que, en el caso de los electrodos en corto circuito, el efecto de apantallamiento se debe solamente al campo interno, puesto que, al ser drenados de manera inmediata, los portadores que salen de los pozos (por efectos térmicos) no logran formar el campo de apantallamiento externo. Así, con el MQWSOA en corto circuito, el campo de apantallamiento interno es el único responsable de la manifestación del SIQCSE, sin embargo, su efecto, en un experimento en estado estático, es despreciable ya que los portadores fotogenerados inmediatamente escapan de los pozos (~ 70 ps). Por esta razón, el experimento del cambio de la energía de la resonancia excitónica hh-1s, provocado por un cambio en la potencia del haz de control, se efectuó solamente utilizando al amplificador en circuito abierto. No obstante, es importante notar que en un experimento en estado transitorio, el campo de apantallamiento interno juega un papel preponderante en la manifestación del efecto SIQCSE, primordialmente en los primeros 70 ps, antes de que los portadores fotogenerados puedan escapar de los pozos. De hecho, este campo interno de apantallamiento es el responsable de que el interruptor propuesto en este trabajo de tesis exhiba un tiempo de conmutación corto.

En base a estos resultados, se puede concluir que el MQWSOA presenta líneas de absorción excitónicas cuyo corrimiento, ya sea debido al estado de los electrodos o a la presencia del haz de control, está en acorde con la teoría del efecto piezoeléctrico y SIQCSE descrito en el marco teórico. Como se puede observar en la figura 39, el corrimiento de las líneas de absorción excitónicas viene acompañado de un desplazamiento de todo el espectro de absorción del amplificador que provocará cambios en el índice de refracción de los pozos cuánticos y, por consiguiente, en la birrefringencia de la guía de onda del amplificador. Es decir, como se predijo teóricamente, la fluctuación del efecto SIQCSE, debida a un cambio en la potencia del haz de control, puede inducir un cambio en la birrefringencia de la guía de onda del amplificador que puede cambiar el estado de polarización del haz de prueba.

5.2. Validación del modelo matemático para la energía de absorción excitónica

En esta sección se muestran los resultados del modelo matemático para determinar la energía de los excitones 1s, lo cual se explicó a detalle en la sección 3.1. El modelo en cuestión (ver ecuación 76) se desarrolló para calcular la energía de los excitones en base a las composiciones molares de las aleaciones de semiconductor de los pozos y de las barreras del MQWSOA. La energía resultante debe de corresponder

a la posición espectral, en el dominio de las longitudes de onda, de la línea de absorción excitónica hh-1s que se observa en la figura 37, cuando los electrodos del amplificador están en corto circuito.

Los pozos del MQWSOA están compuestos de una aleación de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, mientras que las barreras se componen de una aleación de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{y-1}$, donde x y y son proporciones molares. Asumiendo entonces un ancho de los pozos de aproximadamente 20 \AA , y aleaciones de $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.800}\text{As}$ y $\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}_{0.75}\text{P}_{0.25}$, el modelo dio como resultado una energía excitónica de 0.77 eV , correspondiente a una longitud de onda 1604.4 nm . Este resultado es consistente con el obtenido experimentalmente, y mostrado en la figura 37.

El resultado del modelo es también consistente con la teoría expuesta a lo largo del marco teórico. En particular, el parámetro de red de los pozos (a_w) fue de 5.97 \AA , siendo mayor al de las barreras (a_b) de 5.88 \AA , lo cual indica que el esfuerzo cortante experimentado por el pozo es de compresión. Además, en un esfuerzo cortante de compresión, las bandas de los huecos pesados sufren un incremento de energía, mientras que los huecos ligeros experimentan un decremento, según la figura 16. Por lo tanto, la diferencia entre los niveles de energía de los electrones y huecos pesados será menor a la diferencia entre los electrones y huecos ligeros, por lo que la energía de los excitones hh-1s es menor a la de los excitones lh-1s. Esto es consistente con los resultados experimentales de la figura 37.

Dados los parámetros de red anteriores, el esfuerzo (ϵ) se calcula por medio de la ecuación 62, y dio como resultado un esfuerzo de alrededor de 1.51% . Como se mencionó en la sección 2.5.2.2., cuando los QW del MQWSOA experimentan un esfuerzo de compresión del 1 al 2%, el campo piezoeléctrico es de mayor magnitud al campo de la unión P-I-N, lo cual deforma el potencial de los QW de tal manera que se obtienen mínimos locales de energía (ver figura 19). Estos mínimos locales permiten la acumulación de portadores en las fronteras entre los QW y el semiconductor intrínseco, dando lugar al campo de apantallamiento externo. Este resultado demuestra que el MQWSOA empleado puede presentar ambos campos de apantallamiento interno y externo, los cuales dan lugar al fenómeno SIQCSE.

En base a los resultados obtenidos, se demostró que es posible modelar y determinar la energía del excitón, y que los parámetros obtenidos, en particular los parámetros de red y el tensor de esfuerzo, son consistentes con las consideraciones teóricas previamente expuestas. Para la simulación de este modelo matemático se implementó un programa por medio de MATLAB R2017a, cuyo código se presenta en el anexo A.

5.3. Caracterización de la rotación de la polarización en modo estático

El segundo banco experimental, mostrado en el diagrama la figura 33 y explicado en la sección 4.2., se construyó para caracterizar el cambio que sufre el estado de polarización de un haz de prueba, a la salida del MQWSOA, al fluctuar la potencia de un haz de control, a la entrada del amplificador. Este experimento se realizó con el fin de determinar la potencia necesaria del haz de control, y la polarización de entrada del haz de prueba, con los cuales es posible obtener un desplazamiento angular de al menos 180° en la esfera de Poincaré, del estado de polarización del haz de prueba a la salida del amplificador. El estudio se realizó con múltiples combinaciones de longitudes de onda del haz de control (λ_c) y del haz de prueba (λ_p).

Iniciando el experimento, con el haz de control apagado, se ajustó la inclinación del estado de polarización lineal del haz de prueba, a la entrada del amplificador. Posteriormente, se encendió el haz de control y su potencia se fue incrementando, sin sobrepasar la máxima potencia óptica soportada por el amplificador (17 dBm), con el fin de determinar el desplazamiento angular, del estado de polarización del haz de prueba, en la esfera de Poincaré del analizador de polarización. Esto se repitió, múltiples veces, modificando de ser necesario, la inclinación de la polarización lineal del haz de prueba, hasta que se logró obtener un desplazamiento angular de aproximadamente 180° en la esfera de Poincaré.

El caso óptimo, donde el haz de prueba (sintonizado a 1560 nm) se introdujo con una polarización lineal a 9° y una potencia del haz de control (sintonizado a 1569 nm) de 16.01 dBm, se puede observar en la esfera de Poincaré de la figura 42. En esta figura se observa que cuando el haz de control está apagado, el haz de datos presenta un estado de polarización (B) a la salida del amplificador y, por otro lado, al encender el haz de control, el haz de datos cambia su estado de polarización a uno (A). Este resultado ha sido considerado como óptimo, pues se obtuvo un desplazamiento angular de 179.20° , sin sobrepasar el límite de potencia en el haz de control. Además, puesto que la longitud de onda del haz de prueba (1560 nm) se encuentra en la banda C, y la del haz de control (1569 nm) se encuentra en la banda L, la potencia óptica de este último no afecta la ganancia del haz de prueba en el EDFA que se encuentra a la salida del amplificador. Efectivamente, el EDFA utilizado es un amplificador de doble banda (C y L), con bombeo óptico individual para cada una de ellas, por lo que la supresión de ganancia en una banda, no afecta la ganancia de la otra. Por esta razón, los parámetros anteriores fueron utilizados en el resto de los experimentos (secciones 4.3 y 4.4) de este proyecto.

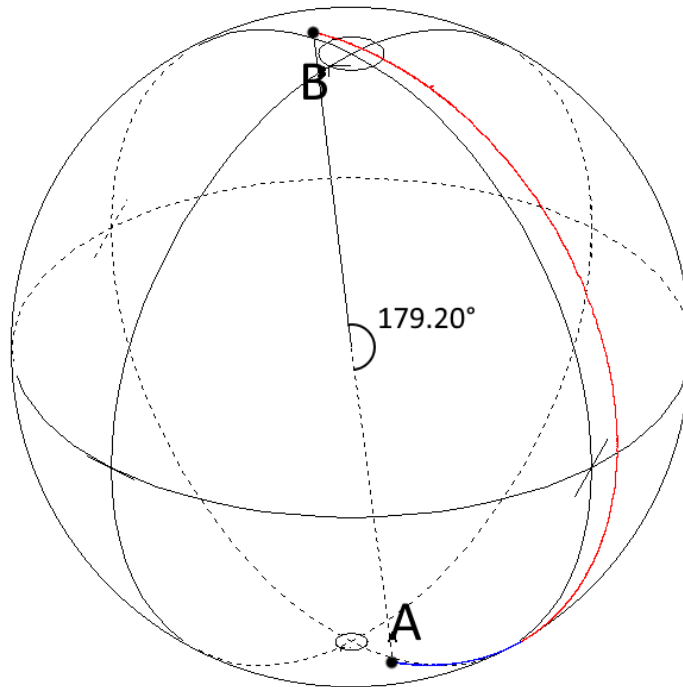


Figura 42. Cambio del estado de polarización, representado en la esfera de Poincaré, del haz de datos sintonizado a 1569 nm y con una inclinación de la polarización lineal de entrada de 9° y con el haz de control bajo una potencia de 16.03 dBm a 1569 nm. (A) indica el estado de polarización cuando el haz de control está encendido y (B) cuando está apagado.

En la figura 43 se muestran también los cambios en los estados de polarización del haz de datos, en la esfera de Poincaré, para otras combinaciones de longitudes de onda del haz de prueba y de control. A continuación, se explicarán a detalle estos resultados.

Para comenzar el análisis, en la tabla 5, se reporta que las inclinaciones que tuvo el estado de polarización lineal del haz de prueba, a la entrada del amplificador, con las cuales se obtuvieron los resultados de las figuras 43 y 42. De los datos reportados en la tabla 5 se puede observar que, para que el estado de polarización del haz de prueba sufra un desplazamiento angular de 180° en la esfera de Poincaré, se requiere de una inclinación diferente, del estado de polarización de entrada de este haz, para cada una de sus longitudes de onda. No obstante, cada inclinación es similar para las diferentes longitudes de onda del haz de control. Para comprender esto, se debe recordar que el primer estado de polarización del haz de prueba, a la salida del amplificador, lo induce la birrefringencia estructural de este dispositivo. Posteriormente, al introducir el haz de control dentro del amplificador, los portadores fotogenerados producen los efectos de apantallamiento interno y externo, dando lugar al efecto SIQCSE.

Longitud de onda del haz de control

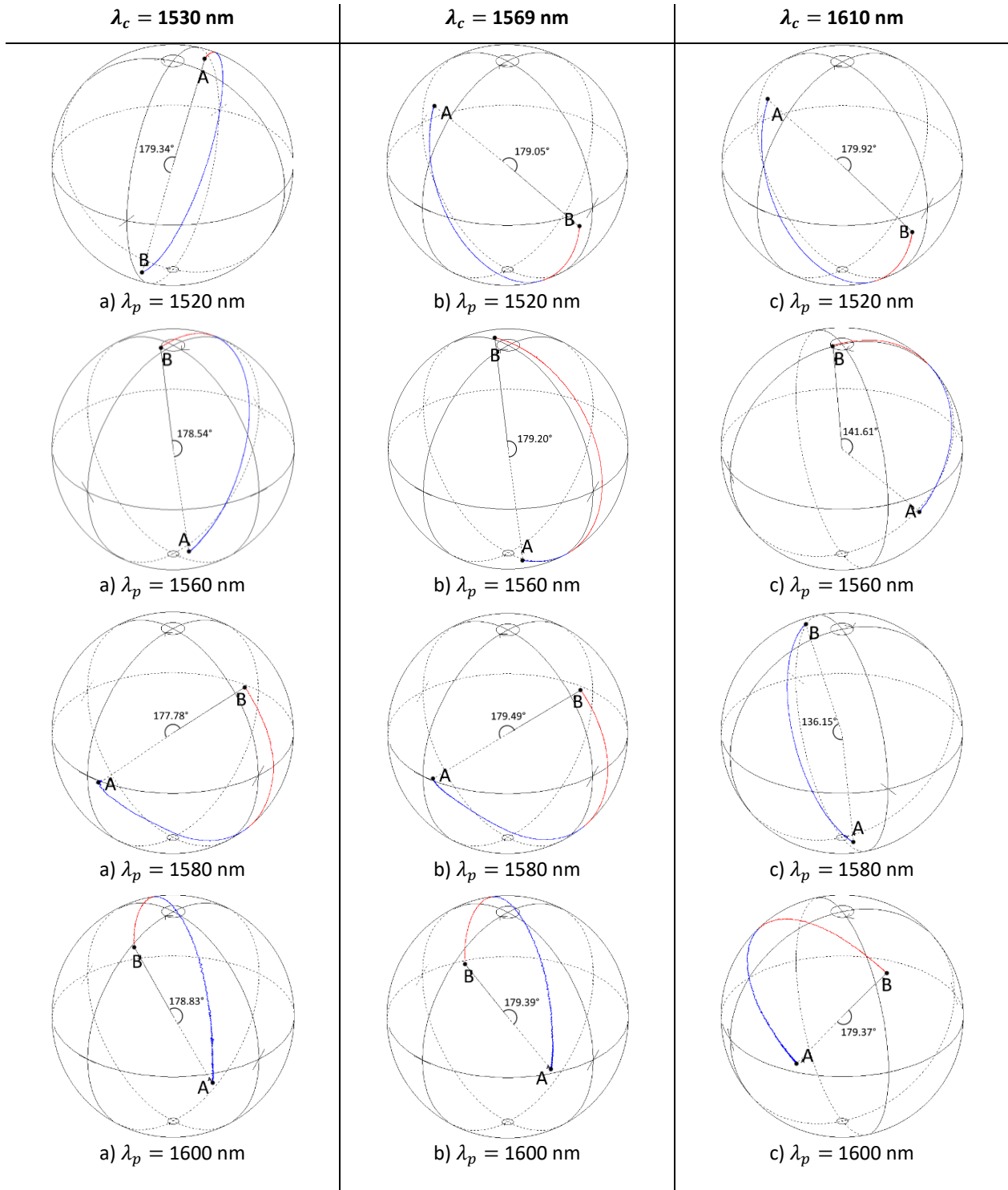


Figura 43. Cambio del estado de polarización, representado en la esfera de Poincaré, del haz de prueba, para diferentes longitudes de onda de este haz a la entrada del amplificador, cuando el haz de control está sintonizado en 1530 nm (primera columna), a 1569 nm (segunda columna) y 1610 nm (tercera columna). (A) indica el estado de polarización del haz de prueba a la salida del MQWSOA cuando el haz de control está encendido y (B) cuando está apagado.

Éste fenómeno genera un corrimiento en las líneas de absorción excitónicas, como se observa en la figura 39, que desplaza el espectro de absorción y, por ende, produce un cambio en la dispersión del índice de refracción de los QW del MQWSOA. Este último efecto, perturba la birrefringencia estructural de la guía de onda del amplificador, dando lugar a un segundo estado de polarización del haz de datos. Lo importante del proceso anterior, es que el primer estado de polarización depende de la polarización de entrada del haz de datos, pero el segundo estado depende de la magnitud del efecto SIQCSE y, por lo tanto, de la potencia óptica del haz de control. Por lo tanto, es de esperarse que la inclinación necesaria, de la polarización lineal de entrada, dependa principalmente de la longitud de onda del haz de prueba, y no de la del haz de control.

Tabla 5. Polarización del haz de prueba, a la entrada del SOA, con la cual se obtuvo la mayor rotación de la polarización.

Longitud de onda del haz de prueba (nm)	Inclinación del estado de polarización lineal del haz de prueba a la entrada del amplificador			
	$\lambda_c = 1530$ nm	$\lambda_c = 1569$ nm	$\lambda_c = 1604$ nm	$\lambda_c = 1610$ nm
1520	21°	17°	24°	20°
1560	9°	8°	9°	9°
1580	8°	9°	9°	9°
1600	8°	5°	5°	4°
1620	60°	60°	60°	60°

Por otra parte, los desplazamientos angulares máximos, que sufre el estado de polarización del haz de prueba, cuando se introduce el haz de control con diferentes longitudes de onda, se reportan en la tabla 6. A partir de estos datos, en estado estático, se puede concluir que es posible obtener un desplazamiento angular máximo de $\sim 180^\circ$ en el estado de polarización del haz de prueba, sin sobrepasar una potencia de 15 dBm en el haz de control, la cual está por debajo de la máxima potencia óptica soportada por el amplificador (17 dBm). Sin embargo, este desplazamiento angular máximo es sólo posible bajo ciertas combinaciones de longitudes de onda entre los haces de prueba y de control. Más específicamente, cuando el haz de control tiene las longitudes de onda (λ_c) de 1569 y 1530 nm, es posible obtener un desplazamiento angular de aproximadamente 180° en el estado de polarización del haz de prueba, independientemente de su longitud de onda (λ_p). Sin embargo, cuando el valor de λ_c es de 1604 o de 1610 nm, es decir, cuando la energía del fotón del haz de control está por debajo de la energía de la banda prohibida de los pozos cuánticos del amplificador, es posible obtener una rotación de 180° en el haz de prueba, pero sólo cuando λ_p está en 1620, 1600 y 1520 nm, pero no cuando está en 1580 o en 1560

nm. Para comprender esto, es necesario también analizar las potencias necesarias del haz de control (P_c), las cuales se pueden observar en la tabla 7. Se nota entonces que, en aquellos casos donde no es posible obtener un desplazamiento angular de aproximadamente 180° , P_c está cerca del valor límite soportado por el amplificador (17 dBm). En base a esto, y los resultados obtenidos en el experimento anterior (sección 5.1) se puede deducir lo siguiente. Primero, el espectro de absorción del MQWSOA en circuito abierto (ver figura 37) se puede dividir en dos partes, antes y después de 1590 nm. La región de 1590 a 1620 nm, contiene las líneas de absorción excitónicas y está compuesta de energías de fotón absorbidas inferiores a la energía de la banda prohibida de los pozos del MQWSOA. Por otro lado, la región de 1520 a 1590 nm está compuesta de energías de fotón absorbidas mayores a la energía de la banda prohibida de los pozos del MQWSOA. Por lo tanto, es de esperarse que la absorción del haz de control sea mayor cuando se sintoniza en 1530 o en 1569 nm, lo cual causa una mayor fotogeneración de portadores libres que incrementa la magnitud del efecto SIQCSE. Por otro lado, es también de esperarse que cuando la longitud de onda del haz de control está en 1604 o en 1610 nm, la absorción que sufre el haz de control sea menor que cuando éste está en una longitud de onda de 1530 o en 1569 nm. En efecto, en las longitudes de onda de 1604 y de 1610 nm, la energía del fotón del haz de control es menor que la de la banda prohibida, por lo que el proceso de absorción de este haz está regido por el menos eficiente fenómeno de la TPA, que fotogenera una cantidad moderada de portadores libres, lo cual induce un efecto SIQCSE discreto. Por esta razón, es de esperarse que se requiere de una mayor potencia del haz de control cuando su longitud de onda es de 1604 o de 1610 nm. En estos dos casos, la potencia necesaria para lograr un desplazamiento angular de $\sim 180^\circ$, cuando λ_p está en el rango de 1560 a 1580 nm, es superior a la soportada por el MQWSOA.

Tabla 6. Desplazamiento máximo del estado de polarización del haz de prueba, a la salida del MQWSOA, de acuerdo a las diferentes combinaciones entre longitudes de onda para los haces de prueba y de control.

Longitud de onda del haz de prueba (nm)	Desplazamiento máximo del estado de polarización del haz de prueba $\Delta\theta$ para diferentes longitudes de onda del haz de control			
	$\Delta\theta$ (1530 nm)	$\Delta\theta$ (1569 nm)	$\Delta\theta$ (1604 nm)	$\Delta\theta$ (1610 nm)
1520	179.34°	179.05°	179.92°	179.01°
1560	178.54°	179.20°	*146.43°	*141.61°
1580	177.78°	179.49°	*147.82°	*136.15°
1600	178.83°	179.39°	178.93°	179.37°
1620	179.01°	178.88°	179.23°	178.88°

*Las celdas en rosa indican aquellos casos donde no fue posible obtener un desplazamiento de 180° en el haz de datos.

Tabla 7. Potencia requerida en el haz de control, a la entrada del MQWSOA, para lograr los desplazamientos angulares en la esfera de Poincaré, en el estado de polarización de salida del haz de prueba, reportados en la tabla 6.

Longitud de onda del haz de prueba (nm)	Potencia necesaria P_c (dBm) del haz de control según su longitud de onda			
	P_c (1530 nm)	P_c (1569 nm)	P_c (1604 nm)	P_c (1610 nm)
1520	14.55	13.81	15.24	15.00
1560	16.26	16.01	*16.81	*17.01
1580	16.85	16.87	*16.91	*16.86
1600	7.40	7.23	13.37	9.47
1620	11.30	11.16	13.10	13.92

*Las celdas en rosa indican aquellos casos donde no fue posible obtener un desplazamiento angular de 180° en el haz de datos, debido a que la potencia necesaria está cerca del límite del amplificador.

Se observa también en la figura 39, la cual resultó del primer experimento, que el corrimiento de las líneas de absorción excitónicas genera un fuerte cambio de absorción en el rango de longitudes de onda de 1590 a 1620 nm. Sin embargo, el cambio de absorción ocurre en menor medida en el resto del espectro. Puesto que un cambio en la absorción del medio da lugar a una modificación de su índice de refracción, entonces, en el experimento, el mayor cambio de índice de refracción debe ocurrir en el rango de longitudes de onda de 1590 a 1620 nm. Por esta razón, como se ve en la tabla 7, cuando λ_p se encuentra en 1600 o en 1620 nm se requiere la menor potencia del haz de control, puesto que el cambio de índice de refracción y, por lo tanto, de la birrefringencia del MQWSOA, ocurre con mayor magnitud.

Finalmente, como se mencionó anteriormente, cuando el haz de control se sintoniza en las longitudes de onda de 1604 y 1610 nm, se experimenta la menor absorción y, por lo tanto, el fenómeno SICQSE se presenta con una menor magnitud. Por esta razón, no es posible obtener un desplazamiento angular máximo de $\sim 180^\circ$ cuando la longitud de onda del haz de prueba se encuentra ubicada en 1560 o en 1580 nm. Sin embargo, se observa en la tabla 6, que sí es posible obtener una rotación de $\sim 180^\circ$ cuando el haz de prueba está sintonizado a 1520 nm. Esto se debe simplemente, a que hay un mayor cambio de absorción en 1520 nm que en las longitudes de onda de 1560 y 1580 nm, como se puede observar en la figura 39, al cambiar el estado del haz de control de apagado a encendido.

Los resultados obtenidos en este experimento demuestran que, al introducir dentro del amplificador un haz de control con la potencia y la longitud de onda adecuadas, es posible lograr, a la salida del MQWSOA, un desplazamiento angular de $\sim 180^\circ$, en la esfera de Poincaré, del estado de

polarización del haz de prueba, siempre que este haz posea una polarización y una longitud de onda apropiadas.

Por lo tanto, es posible generar, en el haz de prueba, dos estados de polarización, ortogonales entre sí, a la salida del MQWSOA, a partir de fluctuar la potencia del haz de control, lo cual permite la realización de la operación de la conmutación cruzada al colocar, un EDFA, un filtro pasa banda seguido de un controlador de polarización y un acoplador sensible a la polarización, a la salida del MQWSOA (ver figura 35). Diversos aspectos de esta implementación se tratan en los experimentos siguientes.

5.4. Tiempo de respuesta del interruptor

Como se mencionó en el marco teórico, el interruptor desarrollado lleva a cabo su operación de conmutación al modificar la dirección de propagación de una señal de datos, por medio de un acoplador sensible a la polarización. Más específicamente, se producen dos estados de polarización en un haz de datos a la salida del amplificador, uno cuando el haz de control está apagado y otro cuando está encendido, los cuales son separados por el acoplador. Por lo tanto, el tiempo de respuesta del interruptor está asociado al tiempo que le lleva a este dispositivo cambiar el puerto por donde sale la señal de datos, o bien, al tiempo que tarda en extinguir esta señal en uno de sus puertos.

En base a lo anterior, se construyó el banco experimental mostrado en el diagrama de la figura 34 y explicado en la sección 4.3, para caracterizar el tiempo de respuesta del interruptor. Para tal efecto, se introdujo un haz de prueba dentro del MQWSOA a una longitud de onda de 1560 nm, y un haz de control modulado para generar pulsos gaussianos de aproximadamente 160 ps, con una frecuencia de 7 MHz y una potencia promedio de alrededor de 16 dBm. Como se explicó en la sección 4.3, por medio de un controlador de polarización, colocado a la salida del filtro que solo permite el paso del haz de prueba que emana del MQWSOA, se ajustó el estado de polarización de este haz, de tal manera que éste se extinguiera completamente a la salida de un polarizador lineal ubicado después del controlador antes descrito. Así, cuando los pulsos de control cambien el estado de polarización del haz de prueba, éste cruzará el polarizador, lo cual se efectuará en un cierto tiempo característico t_{ap} . Asimismo, cuando el pulso de control de entrada pase de su potencia máxima a su potencia cero, provocará que el haz de prueba sea nuevamente rechazado por el polarizador, en un cierto tiempo característico t_{pa} . El tiempo que resulte mayor de entre t_{ap} y t_{pa} puede ser considerado el tiempo de latencia del interruptor propuesto. Otro

criterio (sobre estimado), que puede ser empleado y que se adoptó en esta tesis, para tasar el tiempo de latencia del interruptor, es el siguiente. Dado que los pulsos de control generan un haz de prueba pulsado a la salida del polarizador, el tiempo de latencia del interruptor puede considerarse ser igual a la diferencia de duraciones, a mitad de altura, que hay entre de los pulsos del haz de prueba, a la salida del polarizador, y los pulsos de control a la entrada del amplificador. Este experimento se realizó con los electrodos del MQWSOA en corto circuito, circuito abierto y con las resistencias de carga (R_3) de 25, 50, 75 y 100 Ω .

La evolución en el tiempo de la potencia óptica del haz de prueba, a la salida del polarizador, se puede observar en la figura 44. Se calcula entonces el tiempo de respuesta en base a la diferencia de la anchura a media altura (FWHM, por sus siglas en inglés "*full width at half maximum*"), entre el pulso de control y la respuesta del haz de prueba. Así, se obtuvo un tiempo de latencia de aproximadamente 55.6 ps para los electrodos del MQWSOA en corto circuito, mientras que, para los electrodos en circuito abierto, el tiempo de latencia ronda en los 540.7 ps.

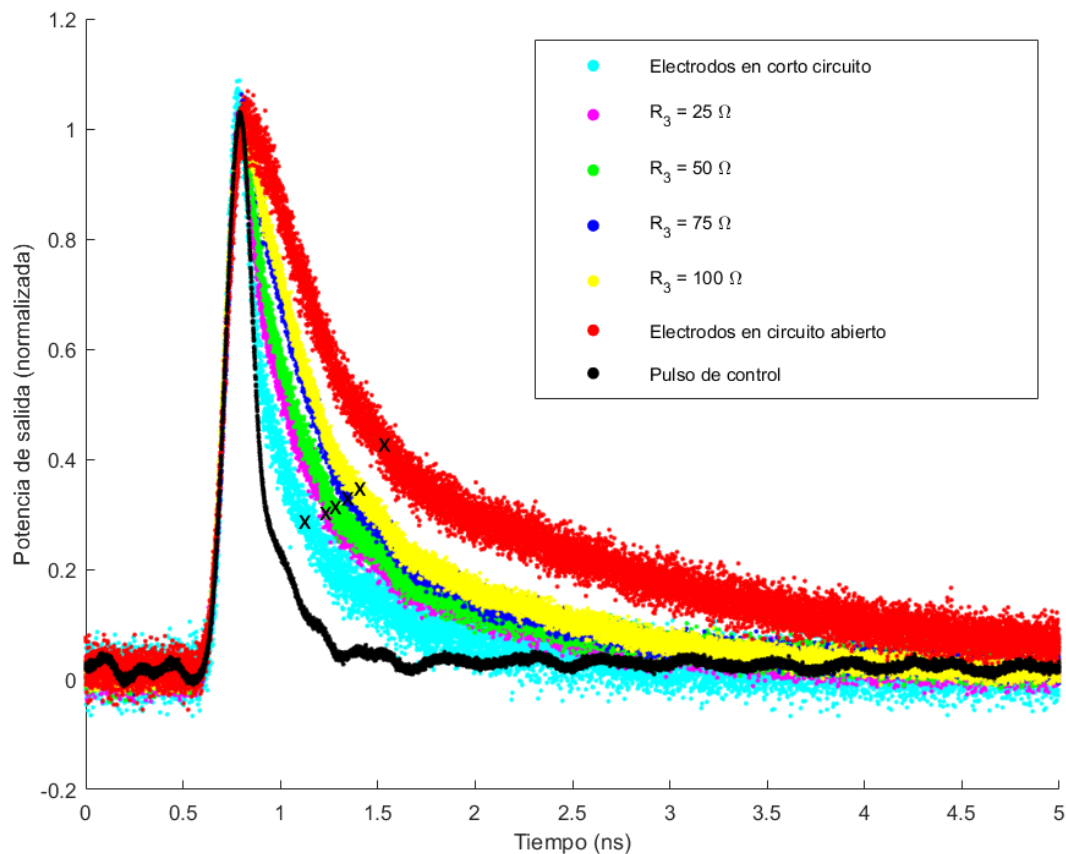


Figura 44. Potencia normalizada del haz de prueba a la salida del polarizador lineal, al introducir el haz de control (en pulsos gaussianos), ante diferentes valores de resistencia de carga (R_3) (resistencia entre los electrodos del MQWSOA). Las cruces indican los puntos a partir de los cuales los flancos de bajada están gobernados por la emisión espontánea.

En particular, en la figura 44 se observa claramente, que la potencia del haz de prueba a la salida del polarizador lineal sufre un cambio con el tiempo, el cual corresponde a la forma temporal del pulso de control. Puesto que el estado de polarización del haz de prueba se ajustó para que éste fuera extinguido por el polarizador lineal, el incremento en la potencia debido al pulso de control indica un cambio en el estado de polarización del haz de prueba, el cual corresponde al cambio que se observa en la figura 42, de la sección anterior. Un aspecto relevante en la figura 44 son los flancos de bajada de las respuestas del haz de prueba. Específicamente, se observa que la pendiente de bajada se hace más lenta conforme se aumenta la resistencia de carga en los electrodos del MQWSOA. Se nota entonces el menor tiempo de respuesta (una caída más rápida) cuando los electrodos están en corto circuito, y lo contrario (una caída más lenta) cuando los electrodos están en circuito abierto.

Es necesario recordar que, en base a lo explicado en la sección 3.2 (que corresponde al modelo matemático del tiempo de respuesta), que la respuesta obtenida en la figura 44 se produce debido a la contribución de dos fenómenos: la evolución transitoria del campo eléctrico en el MQWSOA (regida por el circuito equivalente) y la emisión espontánea (debida a la recombinación de portadores fotogenerados). A continuación, se analizará primero la contribución del circuito equivalente del MQWSOA al tiempo de respuesta del interruptor.

Se describió en la sección 3.2. que cuando los electrodos del amplificador se encuentran en corto circuito, los portadores fotogenerados por el pulso de control escapan de los QW, y son drenados rápidamente, formando una fotocorriente que fluye a través de las capas del MQWSOA. Puesto que son los portadores fotogenerados los que dan lugar a los campos de apantallamiento interno y externo, responsables de producir al fenómeno SIQCSE, la duración de este efecto está ligada al tiempo en que estos portadores son drenados del amplificador (y al tiempo en que se recombinan). El proceso de drenado de los portadores a través de los electrodos o de los elementos eléctrico parásitos del amplificador, puede ser descrito en base a un circuito equivalente (ver figura 27) que se compone de los elementos parásitos del MQWSOA.

De hecho, en base a este circuito, se pueden analizar dos casos: cuando los electrodos están en circuito abierto, y cuando están en corto circuito. Analizando primero el caso en circuito abierto, se puede observar en la figura 45, que el circuito equivalente consiste en dos circuitos RC conectados de manera paralela. En este caso, prácticamente todos los elementos parásitos del MQWSOA contribuyen al sistema, y en particular, la respuesta de este circuito está limitado principalmente por el tiempo de carga y descarga de los dos capacitores parásitos C_1 (de la región activa) y C_2 (de las capas que rodean a la región activa).

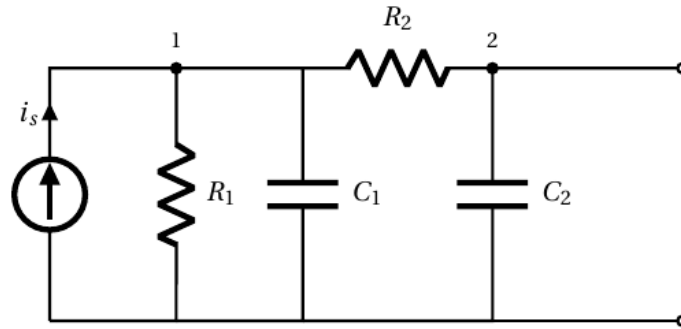


Figura 45. Circuito equivalente del MQWSOA, cuando sus electrodos están en circuito abierto.

Por otro lado, si los electrodos del amplificador se encuentran en corto circuito, como se observa en la figura 46, la fotocorriente que fluye por R_2 hacia el nodo 2 continúa a lo largo de los electrodos, y no fluyen a través C_2 . Esto se debe a que la corriente eléctrica toma el camino de la menor resistencia y, en este caso, puesto que los electrodos están en corto, la resistencia es muy cercana a cero. Esto significa que, en este caso, la capacitancia parásita C_2 no contribuye al sistema, por lo que el circuito equivalente puede simplificarse en la forma que se observa en la figura 46b. Aquí se nota entonces que la respuesta de este circuito está limitada principalmente por el capacitor parásito C_1 .

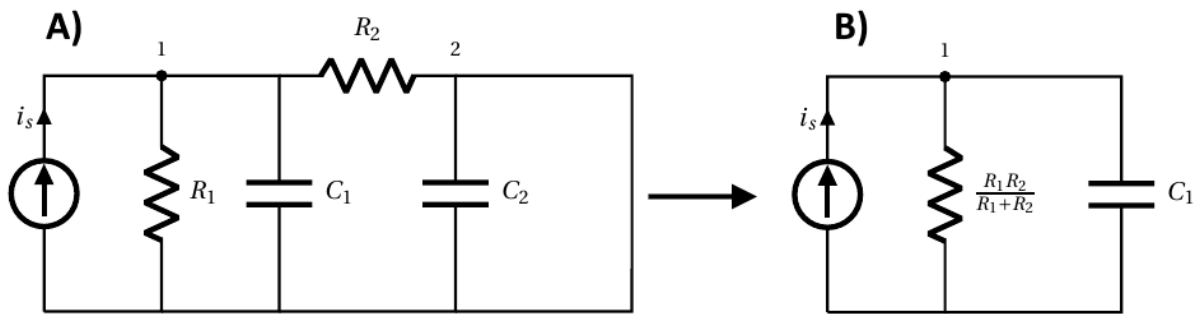


Figura 46. A) Circuito equivalente del MQWSOA cuando sus electrodos están en corto circuito y B) el mismo circuito simplificado.

En base a lo anterior, se puede concluir que en el caso donde los electrodos del amplificador están en circuito abierto, el interruptor tendrá la respuesta más lenta, pues hay una mayor contribución de los elementos parásitos que en el caso donde los electrodos están en corto circuito.

Para los casos donde se colocó una resistencia de carga entre los electrodos, se observó que el tiempo de respuesta del interruptor aumenta al incrementar el valor de R_3 . Esto se debe a que, al

incrementar la resistencia en R_3 , habrá un mayor flujo de fotocorriente en C_2 , esto produce una mayor acumulación de carga en esta capacitancia parásita, por lo que se aumenta el tiempo en que tarda en descargarse. El tiempo de descarga de C_2 incrementa el tiempo de respuesta del interruptor.

Dado el análisis anterior, el tiempo de respuesta del interruptor está limitado por el tiempo de descarga de las capacitancias parásitas (C_1 y C_2) y, como se mencionó en la sección de 3.2.1, la descarga de un capacitor tiene un comportamiento exponencial. Sin embargo, se pueden observar en la figura 44 que se presentan cambios abruptos en las pendientes de los flancos de bajada (indicado con cruces) de la respuesta del interruptor. Por lo tanto, los flancos de bajada se componen de dos contribuciones exponenciales, cada una de diferente pendiente. En este caso, la parte inicial del flanco de bajada (y la primera pendiente) es gobernada por el tiempo en que los portadores fotogenerados son drenados a través del circuito eléctrico equivalente. Por otro lado, el resto del flanco de bajada (y la segunda pendiente) está regido por la contribución de la emisión espontánea. Como se mencionó anteriormente, puesto que los portadores fotogenerados no son drenados de manera inmediata, debido a la presencia de los elementos parásitos, algunos de éstos llevaron a cabo el proceso de recombinación, a través del cual generarán emisión espontánea, en un tiempo promedio dado por su tiempo de vida (τ). Esta emisión sólo contribuye al flanco de bajada, puesto que antes de la introducción del pulso de control no hay portadores libres en la banda de conducción, con los cuales se pueda llevar a cabo el proceso de recombinación.

Además, se observa en la figura 44, que la contribución de la emisión espontánea también se reduce de manera significativa al disminuir la resistencia de carga (R_3) entre los electrodos del MQWSOA. Esto se debe a que el tiempo de vida de los portadores está ligado a la separación espacial (o grado de superposición de las funciones de onda) entre los huecos y los electrones. Más específicamente, al aumentar la separación espacial entre los huecos y los electrones, lo cual conlleva una reducción en la superposición de sus funciones de onda, el tiempo de vida de éstos incrementa, pues se reduce la probabilidad del proceso de recombinación (Harken et al., 1995). Los electrones y huecos que se fotogeneran dentro de los QW son desplazados en direcciones opuestas debido al campo piezoeléctrico, por lo que los portadores presentan un tiempo de vida determinado por esta separación espacial. Por otro lado, los portadores que escapan de los pozos, por energía térmica, se acumulan en los mínimos locales entre las fronteras de los QW y el semiconductor intrínseco (ver figura 19), aumentando en mayor medida su separación espacial, por lo que el tiempo de vida de estos portadores será mayor al de aquellos que se encuentran dentro de los QW. Por lo tanto, cuando los electrodos del MQWSOA están en corto, los portadores que escapan de los QW son drenados de manera inmediata, por lo que la emisión espontánea estará regida por el tiempo de vida de los portadores dentro de los pozos. Sin embargo, conforme se

incrementa R_3 , el drenado de los portadores fuera de los QW será cada vez más lento, por lo que habrá una mayor contribución a la emisión espontánea de estos portadores, cuyo tiempo de vida es mayor. En el último caso, cuando los electrodos del amplificador están en circuito abierto, y por tanto no hay drenado de portadores, la emisión espontánea provendrá primordialmente de los portadores que escapan de los QW y que se acumulan en los mínimos locales, los cuales exhiben un tiempo de vida mayor.

Los resultados de este experimento demuestran que el tiempo de respuesta del interruptor (con los electrodos en corto circuito) es de aproximadamente 55.6 ps. Por lo tanto, el interruptor desarrollado es una opción atractiva, al menos en la cuestión del tiempo de conmutación, frente a otros interruptores basados en SOA, los cuales presentan tiempos de respuesta del orden de 200 ps (ver tabla 1). Además, el tiempo de respuesta es similar a los 40 ps que presentan varios interruptores basados en cristales fotónicos.

A continuación, se mostrarán los valores de los elementos parásitos del MQWSOA y los tiempos de vida efectivos de los portadores, por medio de los resultados del modelo matemático del tiempo de respuesta.

5.5. Validación del modelo matemático para el tiempo de respuesta

En esta sección se muestran los resultados obtenidos con el modelo matemático del tiempo de respuesta, el cual se describió a detalle en la sección 3.2. Con este modelo, se calculó la evolución en el tiempo, de la tensión en el nodo 1 (región activa) del circuito eléctrico equivalente del MQWSOA (ver figura 27), utilizando el método RKN3. Específicamente, la tensión al cuadrado del nodo 1 (V_1^2) fue utilizada para calcular el desplazamiento angular ($\Delta\theta$) de un haz de datos en base a la ecuación 65, y $\Delta\theta$ se utilizó para calcular la potencia de salida de un haz de prueba a través de un polarizador lineal, por medio de la ley de Malus. Esto se pudo hacer debido a que el cuadrado de la tensión (V_1^2), y entonces la amplitud del campo neto que actúa sobre los pozos, son directamente proporcionales al cambio en la energía de cuantización de los portadores en los QW (efecto SIQCSE), según la ecuación 26. Este cambio en la energía de cuantización modifica el espectro de absorción y, como resultado, se induce un cambio en el índice de refracción de los QW, lo cual perturba a la birrefringencia estructural del MQWSOA. Así, el estado de polarización del haz de prueba, a la salida del amplificador, que es gobernado por la birrefringencia estructural de la guía de onda del amplificador es, en consecuencia, modificado cuando esta

birrefringencia es perturbada. Ahora bien, debido a que el cambio en el estado de polarización se puede describir por medio de su desplazamiento angular $\Delta\theta$, en la esfera de Poincaré, fue entonces posible relacionar V_1^2 con $\Delta\theta$.

En base a lo anterior, $\Delta\theta_{\max}$ se estimó experimentalmente, bajo las mismas condiciones del experimento del tiempo de respuesta (sección 4.3). El haz de prueba se sintonizó a una longitud de onda de 1560 nm, y con una inclinación en su polarización lineal de 10° , se obtuvo un $\Delta\theta_{\max}$ de aproximadamente 145° al introducir el haz de control con una potencia promedio de 16 dBm y con una longitud de onda de 1569 nm. Este resultado fue utilizado para calcular $\Delta\theta$ a partir de la ecuación 65. Por otro lado, el pulso de fotocorriente se simuló e introdujo en el circuito equivalente, en base al pulso de control utilizado en el mismo experimento del tiempo de respuesta, el cual se observa en la figura 44.

Las curvas de respuesta del interruptor, que se simularon con el modelo desarrollado para el tiempo de respuesta se pueden observar en la figura 47. Se nota entonces que las curvas del modelo (línea continua) se ajustan adecuadamente a las curvas obtenidas experimentalmente, las cuales también se mostraron en la sección anterior (ver figura 44). Como se dijo anteriormente, el tiempo de respuesta del interruptor, en el flanco de bajada, está limitado por los elementos parásitos de la estructura del MQWSOA (representados en el circuito eléctrico equivalente) y por la emisión espontánea que se produce debido a la recombinación de portadores fotogenerados. Una de las razones por la cual se dedujo la presencia de emisión espontánea, fue por el cambio abrupto de pendiente a la mitad del flanco de bajada, el cual debería presentar un comportamiento exponencial debido a la descarga de los capacitores parásitos. Esto se puede observar en la figura 48, donde se nota que el flanco de bajada inicia con una pendiente rápida, la cual es gobernada principalmente por los elementos parásitos del MQWSOA. Sin embargo, el resto del flanco de bajada está regido por el tiempo de vida de la emisión espontánea, el cual al ser muy grande produce una caída muy lenta.

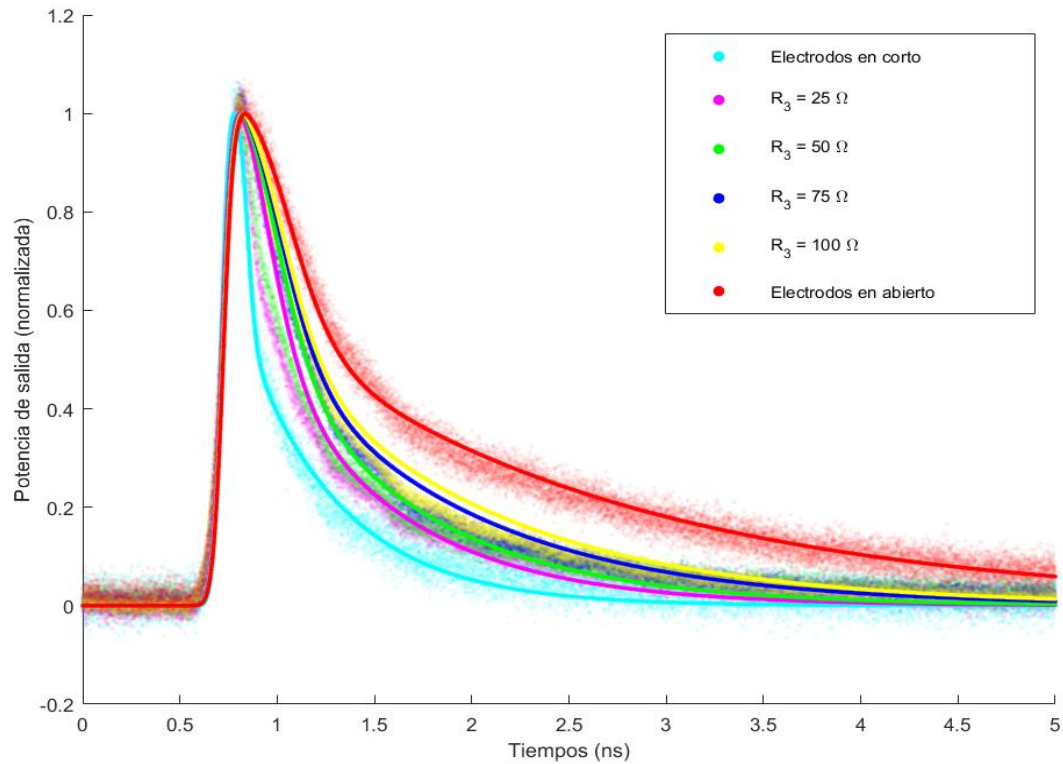


Figura 47. Comparación entre las curvas del modelo matemático del tiempo de respuesta (línea continua) y las curvas obtenidas experimentalmente (diagrama de dispersión), donde R_3 corresponde a la resistencia de carga entre los electrodos del MQWSOA.

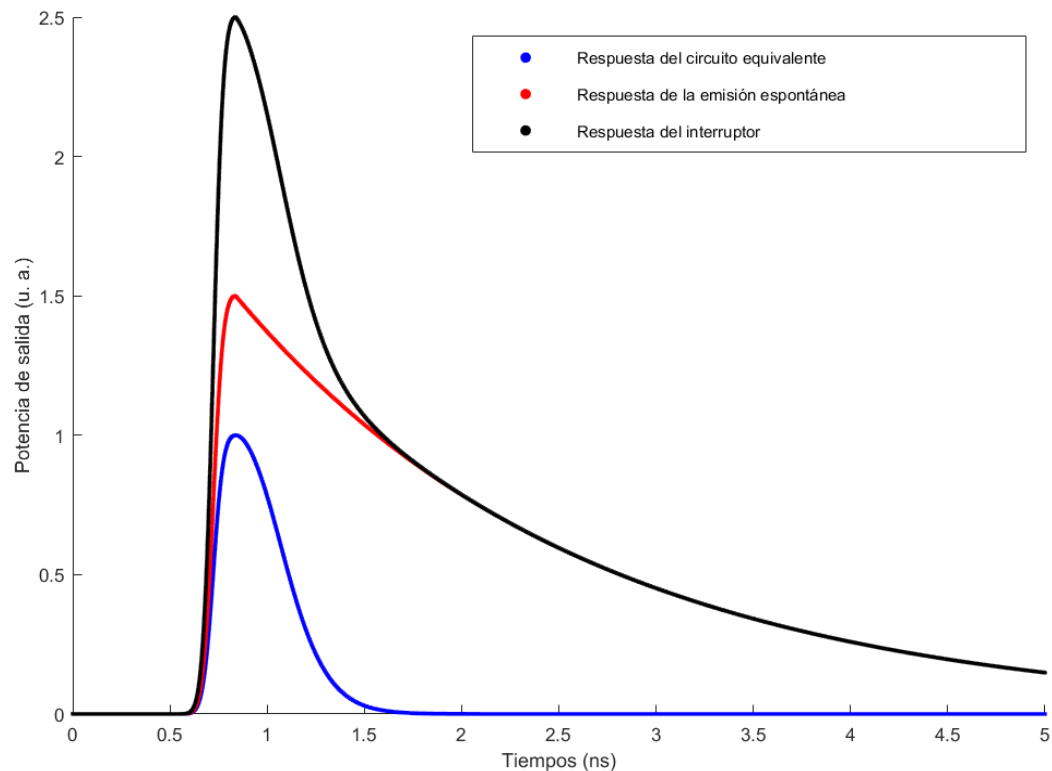


Figura 48. Respuesta del interruptor (en negro) ante un pulso gaussiano de control. Esta respuesta se compone de las contribuciones de la respuesta en el tiempo del circuito eléctrico equivalente del MQWSOA (azul) y de la evolución en el tiempo de la emisión espontánea (rojo).

En base a los resultados de la figura 47, que corresponden al mejor ajuste entre las curvas del modelo y las experimentales, se determinaron los valores de los elementos parásitos, los cuales se reportan en la tabla 8, y cabe mencionar, que éstos son consistentes con lo reportado en la literatura (Figueiredo et al., 2015). Un resultado importante es que la capacitancia de chip (C_2), es decir, de las capas del MQWSOA que rodean a su región activa, es de mayor magnitud comparada con la suma de las capacitancias parásitas de la región activa (C_1). Por lo tanto, el elemento parásito C_2 es capaz de almacenar una mayor carga que C_1 y, por ende, su tiempo de descarga es mayor, por lo que contribuye en mayor medida al incremento del tiempo de respuesta. En particular, cuando los electrodos del MQWSOA están en circuito abierto, todo el flujo de fotocorriente que pasa por R_2 se acumula en C_2 (ver figura 45). Por otro lado, cuando se instala una resistencia de carga (R_3) entre los electrodos, parte de la corriente que fluye por R_2 ahora escapa a través de R_3 , reduciendo la carga total que se acumula en C_2 . En el último caso, cuando los electrodos están en corto circuito, toda la corriente que fluye por R_2 escapa por los electrodos y, por lo tanto, no hay acumulación de cargas en el elemento C_2 , por lo que éste no contribuye de manera significativa (ver figura 46) al tiempo de respuesta del interruptor.

Tabla 8. Valores de los elementos parásitos, que resultaron en el mejor ajuste del modelo a los resultados experimentales.

Parámetro	Símbolo	Valor
Resistencia de difusión	R_1	2 Ω
Capacitancia de difusión + capacitancia de la carga espacial de la unión P-I-N	C_1	10 pF
Resistencia del chip	R_2	10 Ω
Capacitancia del Chip	C_2	30 pF

La contribución de la emisión espontánea, debido a la recombinación de los portadores fotogenerados, se modeló a través de una función exponencial (ver ecuación 67), cuya pendiente de bajada se define por medio del tiempo de vida (τ) de los portadores. En tabla 9 se presentan los tiempos de vida efectivos de los portadores fotogenerados que se obtuvieron para los electrodos del MQWSOA en corto circuito, circuito abierto y con diversas resistencias.

Como se mencionó en la sección anterior, el tiempo promedio de recombinación, dado por el tiempo de vida promedio de los portadores, se verá afectado por la separación espacial entre los electrones y los huecos fotogenerados. En el MQWSOA, los portadores pueden acumularse dentro de los

QW de la región activa, o pueden escapar por energía termiónica, acumulándose en los mínimos locales en las fronteras de la región de los QW y el semiconductor intrínseco. La separación espacial de los portadores que se acumulan en los mínimos locales será mayor al de aquellos que se acumulan dentro de los pozos. Por lo tanto, se puede deducir que el tiempo de vida de los portadores fuera de los QW es mayor. Esto es consistente con los resultados que se observan en la tabla 9, donde el tiempo de vida es mayor (de 1800 ps) cuando los electrodos del MQWSOA están en circuito abierto, pues en este caso ocurre la máxima acumulación posible de portadores en los mínimos locales de la región activa. Por otro lado, cuando los electrodos están en corto circuito, se obtiene el menor tiempo de vida (de 500 ps), ya que los portadores fuera de los QW son drenados rápidamente. Asimismo, en la tabla 9 se observa que al reducir la resistencia de carga (R_3) también se disminuye el tiempo de vida. Esto se debe a que, conforme se reduce R_3 , aumenta el drenado de portadores por los electrodos, por tanto, la cantidad de éstos que se logran acumular en los mínimos locales es cada vez menor. Lo anterior tiene como consecuencia que los portadores se acumulen lo más cerca posible al último pozo cuántico en cuestión, por lo que la distancia promedio, entre los electrones y los huecos acumulados en los mínimos locales disminuye, así como su tiempo de vida. En el caso contrario, a medida que la resistencia de carga (R_3) aumenta, hay cada vez más portadores acumulados en los mínimos locales, los cuales se distribuyen a lo largo de la región intrínseca, los electrones hacia el semiconductor tipo p y los huecos hacia el semiconductor tipo n (ver figura 19). El resultado de esta distribución longitudinal de portadores es un aumento en la separación espacial promedio de los electrones y de los huecos acumulados en los mínimos locales, así como de su tiempo de vida.

Es importante mencionar que al reducir gradualmente la resistencia de carga (R_3) y, por tanto, el número de portadores acumulados en los mínimos locales, también se reduce progresivamente la cantidad de emisión espontánea, que estos portadores con un tiempo de vida grande producen. Así, esta cantidad de emisión espontánea se vuelve comparable con la producida por los portadores, de tiempo de vida corto, que se encuentran confinados en los pozos cuánticos, lo que resulta en una emisión espontánea total compuesta de dos contribuciones comparables en cantidad. Dado que los portadores confinados en los pozos cuánticos presentan un tiempo de vida corto y aquellos acumulados en los mínimos locales exhiben un tiempo de vida largo, el tiempo de vida promedio de los portadores que generan la emisión espontánea total se reduce paulatinamente al disminuir gradualmente la resistencia de carga. Lo anterior continúa sucediendo hasta que se llega al corto circuito donde los portadores presentarán el tiempo de vida más pequeño correspondiente al de los portadores confinados en los QW. Todo este proceso sucede de forma paralela, y en el mismo sentido, con el de la reducción del tiempo de vida de los portadores, acumulados en los mínimos locales, provocada por una disminución en su separación.

Tabla 9. Tiempo de vida efectivo (τ) de los portadores fotogenerados, de acuerdo a la resistencia de carga (R_3) entre los electrodos del MQWSOA.

Resistencia de carga entre los electrodos (R_3)	Tiempo de vida de los portadores fotogenerados (τ)
Corto circuito	500 ps
25 Ω	700 ps
50 Ω	800 ps
75 Ω	1000 ps
100 Ω	1100 ps
Circuito abierto	1800 ps

Por todo lo expuesto anteriormente, se puede afirmar que los resultados obtenidos con el modelo matemático se ajustaron adecuadamente a los resultados experimentales. Por lo tanto, se demuestra que las consideraciones teóricas detrás del desarrollo del modelo permiten describir de manera precisa el comportamiento del interruptor presentado en este proyecto. Por lo tanto, este modelo puede ser utilizado para estudiar la respuesta del interruptor ante pulsos de control con formas diferentes o para encontrar las condiciones óptimas de conmutación de alguna señal de datos. Para la simulación de este modelo matemático se implementó un programa por medio de MATLAB R2017a, cuyo código se presenta en el anexo B.

5.6. Caracterización del interruptor ante una señal de datos de 10 Gb/s

En este experimento, se llevó a cabo la operación de la conmutación cruzada. Para esto se construyó el banco experimental mostrado en el diagrama de la figura 35 y explicado en la sección 4.4., donde se introdujo una señal de datos pseudoaleatoria de 10 Gb/s en el puerto de entrada del interruptor implementado, y se observaron las señales que emanan de sus dos puertos de salida. Por medio de los dos estados de polarización ortogonales, que los estados lógicos del pulso de control engendran en la señal de datos, cuando éste perturba, o no, al amplificador, se demostró la capacidad de seleccionar el puerto por donde sale la señal de datos.

En la figura 49 se presentan diversos trazos adquiridos por el osciloscopio ultrarrápido para el interruptor implementado con el MQWSOA, estando con sus electrodos en circuito abierto. En la primera

(segunda) columna de esta figura, se presentan los resultados obtenidos cuando la señal de control se encuentra apagada (preendida) o en un estado lógico bajo (alto). En particular, el trazo del haz de la señal de control en estado bajo (alto) se muestra en la figura 49a (49b) y la señal pseudoaleatoria de datos, a la entrada del interruptor, la cual es siempre la misma, se presenta en las figuras 49c y 49d. En la figura 49e (49f) se muestra el trazo que emana del puerto de salida P1 del interruptor cuando la señal de control se encuentra en un estado bajo (alto). Asimismo, en la figura 49g (49h) se muestra el trazo que emana del puerto de salida P2 del interruptor cuando la señal de control se encuentra en un estado bajo (alto). En estas figuras se puede observar que la señal de datos deja de salir por el puerto de salida P1 (ver figura 49f), al mismo tiempo que únicamente sale por el puerto P2 (ver figura 49h) cuando la señal de control se encuentra en un estado alto. La situación inversa se tiene cuando la señal de control se encuentra en un estado bajo, donde la señal de datos deja de salir por el puerto de salida P2 (ver figura 49g), al mismo tiempo que únicamente sale por el puerto P1 (ver figura 49e).

Este comportamiento se debe a que, cuando la señal de control está en bajo, la señal de datos posee una cierta polarización antes de entrar al acoplador sensible a la polarización, que se encuentra justo a la salida del interruptor (ver figura 49), la cual se ha ajustado de tal manera que sólo se transmite por el puerto de salida P1. Por lo tanto, cuando la señal de control se pone en alto, el estado de polarización de la señal de datos, a la entrada del acoplador sensible a la polarización, se vuelve ortogonal al que tenía cuando la señal de control estaba en bajo y ahora cruza completamente por el puerto de salida P2.

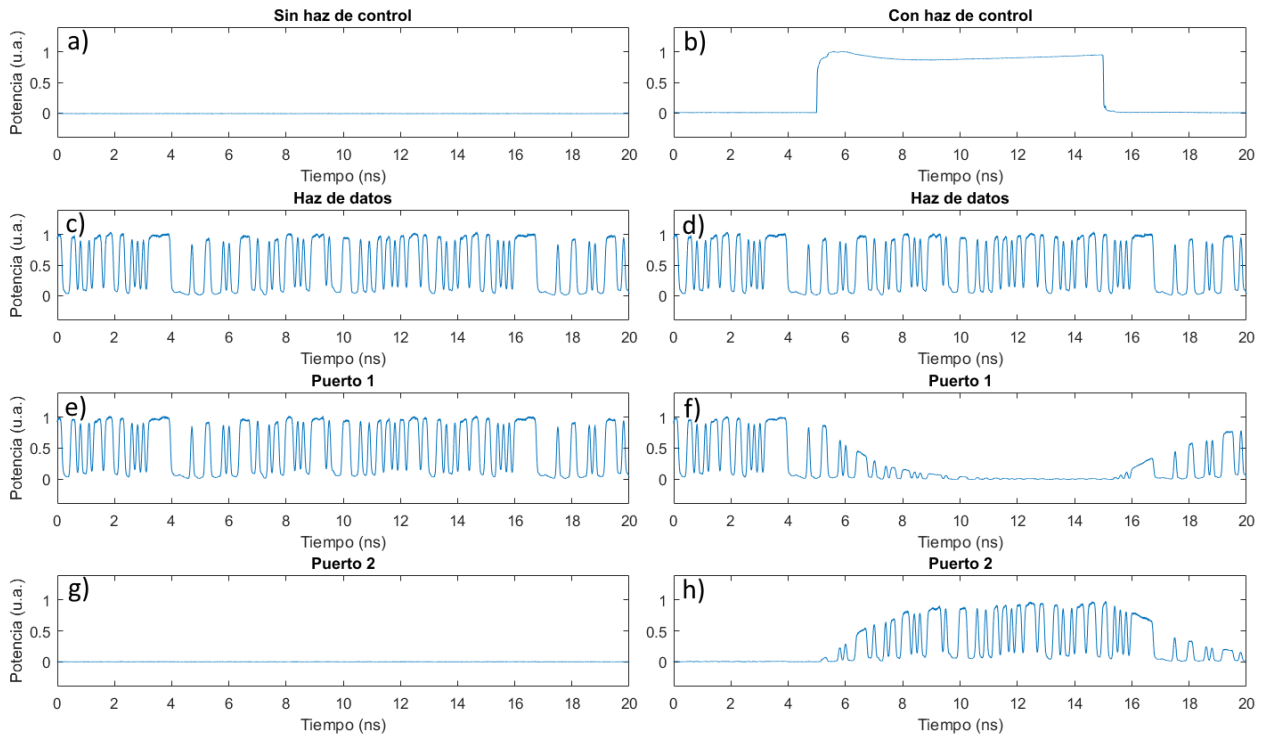


Figura 49. Formas de onda capturadas en el osciloscopio, cuando los electrodos del SOA están en circuito abierto. En la primera columna se presentan los trazos de a) la señal de control en bajo y la señal de datos c) antes de introducirse al interruptor, e) a la salida de P1 y g) a la salida de P2. En la segunda columna se presentan los trazos de b) la señal de control en alto y la señal de datos d) antes de introducirse al interruptor, f) a la salida de P1 y h) a la salida de P2.

Se nota también, que la evolución en el tiempo de la operación de la conmutación de los puertos es mucho más lenta que la evolución temporal de la señal de control, la cual tiene una forma cuasi rectangular que no se ve fielmente reflejada en la evolución de la conmutación de los puertos. Más específicamente, es posible notar que ciertos bits en el haz de datos se transmiten por uno de los puertos, y se extinguen en el otro, pero algunos se presentan en ambos, por lo que el estado de polarización de la señal de datos no se vuelve ortogonal en estos bits. En realidad, esta situación se puede dividir en dos partes, una correspondiente al flanco de subida y otra al flanco de bajada del pulso de control, teniendo cada una de ellas una explicación diferente. En el primer caso (flanco de subida), el responsable de que el haz de datos no cambie abruptamente su estado de polarización a uno ortogonal, no es debido al desempeño del interruptor. En efecto, como se puede observar en la figura 44, el cambio de polarización que sufre el haz de prueba durante el flanco de subida del pulso de control es abrupto y sigue fielmente la evolución de este flanco, así que el tiempo de respuesta del interruptor en circuito abierto no es el responsable de este mal funcionamiento. Sin embargo, en la figura 49b se puede apreciar que el pulso de control tiene un largo sobretiro que después se sobre amortigua y que provoca, durante su duración, que se genere un estado de polarización no ortogonal, en la señal de datos, al estado que se tiene en esta señal cuando el pulso de control no está presente. Es decir, como el sistema está diseñado para que cuando se

tenga el nivel alto promedio en el pulso de control se genere un estado de polarización ortogonal, en la señal de datos, al estado que se tiene en esta señal cuando el pulso de control no está presente, al haber un sobretiro, el estado de polarización de esta señal pierde ortogonalidad y sus bits se cuelan por ambos puertos de salida. Como se puede apreciar en la figura 49b el sobre tiro con el sobre amortiguamiento va de aproximadamente el tiempo registrado como 5.5 a 8.25 ns, periodo donde los bits de la señal de datos se cuelan, simultáneamente, por los puertos de salida P1 y P2 (ver figuras 49f y 49h). Así el responsable, de este mal funcionamiento es la forma defectuosa del flanco de subida del pulso de control, que por limitaciones del laboratorio no se pudo corregir.

Ahora bien, el mal funcionamiento de la parte correspondiente al flanco de baja del pulso de control se debe a la respuesta lenta del interruptor, gobernada por la emisión espontánea, en circuito abierto. Como se puede apreciar en la figura 44, en circuito abierto el tiempo de latencia del interruptor ronda los 2 ns, lo cual es el tiempo que, aproximadamente, le toma a este dispositivo, en las figuras 49f y 49h, cambiar el puerto de salida de la señal de datos, permitiendo que en el transcurso de esta conmutación los bits de esta señal salgan simultáneamente por los puertos P1 y P2.

No obstante, como se explicó a detalle en la sección 5.3., el tiempo de respuesta del interruptor cambia dependiendo de la resistencia de carga entre los electrodos del MQWSOA. Se mostró que cuando estos electrodos están en corto circuito, la fotocorriente generada por la señal de control fluye a través de la resistencia de carga, sin acumularse en la capacitancia parásita de las capas del amplificador (C_2). El número de elementos parásitos se reduce (ver figura 46) y, esto resulta en un tiempo de respuesta reducido, comparado con el caso donde los electrodos están en circuito abierto (ver figura 45). Además, la emisión espontánea también se reduce, pues el tiempo de vida (τ) de los portadores fotogenerados es menor, según los resultados de la tabla 9. En base a esto, se repitió el experimento con los electrodos del amplificador en corto circuito.

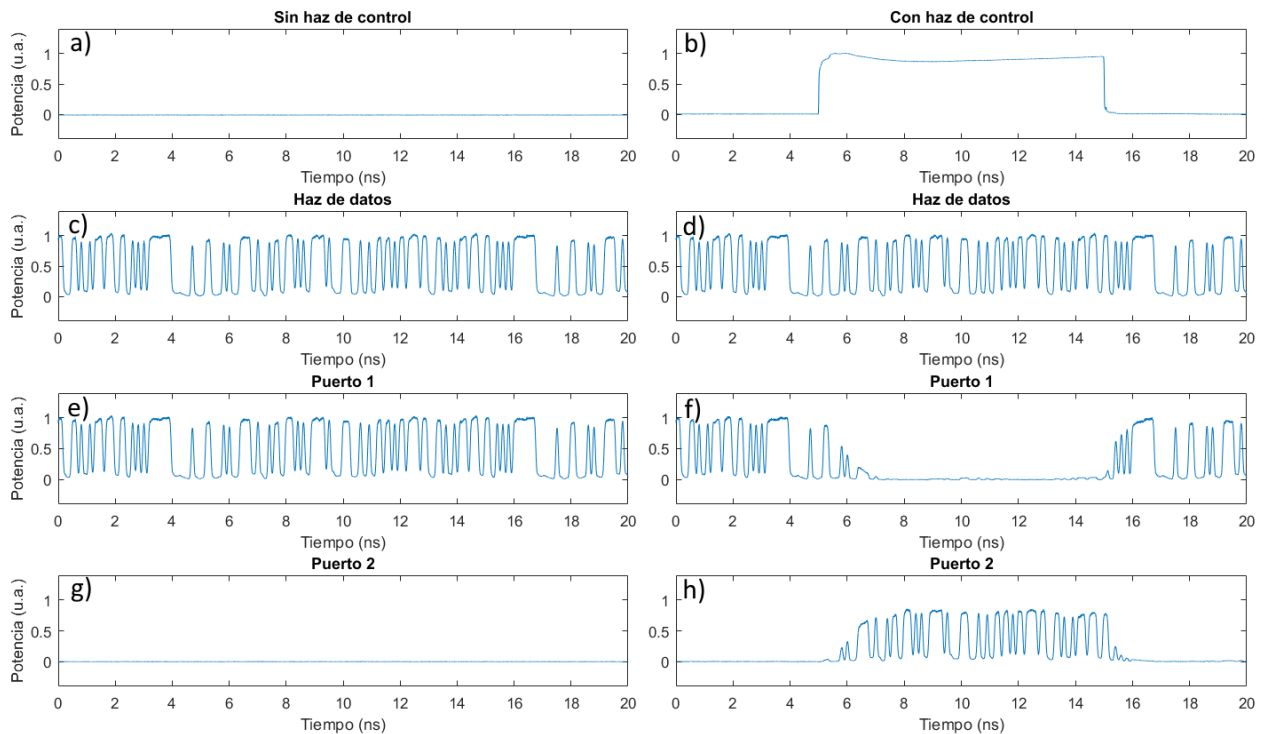


Figura 50. Formas de onda capturadas en el osciloscopio, cuando los electrodos del SOA están en corto circuito. En la primera columna se presentan los trazos de a) la señal de control en bajo y la señal de datos c) antes de introducirse al interruptor, e) a la salida de P1 y g) a la salida de P2. En la segunda columna se presentan los trazos de b) la señal de control en alto y la señal de datos d) antes de introducirse al interruptor, f) a la salida de P1 y h) a la salida de P2.

En la figura 50 se observan los resultados correspondientes al banco experimental de la figura 35 y explicado en la sección 4.4., cuando los electrodos del amplificador están en corto circuito. Estos trazos son similares a los obtenidos cuando los electrodos estuvieron en circuito abierto, pero con una mejora substancial, como era de esperarse, en la conmutación de los bits de la señal de datos cercanos al flanco de bajada del pulso de control (ver figuras 50f y 50h). En cuanto a la conmutación de los bits de la señal de datos cercanos al flanco de subida del pulso de control, se nota una mejoría, pero ésta no será abrupta hasta que se elimine el sobretiro en el flanco de subida del pulso de control (ver figura 50b). Es importante mencionar que, para fines prácticos, esta situación no es una gran limitante ya que en la vida real los bits de información de la señal de datos vienen antecidos de un tiempo de guarda, precedido a su vez, de un encabezado, por lo que generalmente hay un tiempo suficiente para que el flanco de subida del haz de control se establezca. Para ilustrar este escenario, posteriormente, utilizando el mismo banco experimental de la figura 35, se simuló un paquete de datos de aproximadamente 80 bits, con un encabezado inicial de 5 bits, el cual se puede observar en la figura 51. Aquí se demuestra que es posible seleccionar el puerto de salida de un paquete de datos de manera completamente óptica, por medio de un haz de control. En este

caso, el encabezado sólo simula la información inicial que el conmutador debería leer, con el fin de seleccionar correctamente el puerto de salida del paquete correspondiente. Se puede observar en los trazos de las figuras 51c y 51d, que la señal de datos se compone de dos secciones, correspondientes al encabezado y al paquete de datos. Cuando la señal de control se encuentra en un estado bajo, tanto el encabezado como el paquete de datos únicamente salen por el puerto P1 (ver figura 51e). Cuando la señal de control se encuentra en un estado alto, el paquete de datos sale por el P2 (ver figura 51h), y deja de salir por el puerto P1 (ver figura 51f), mientras que el encabezado no cambia su puerto de salida.

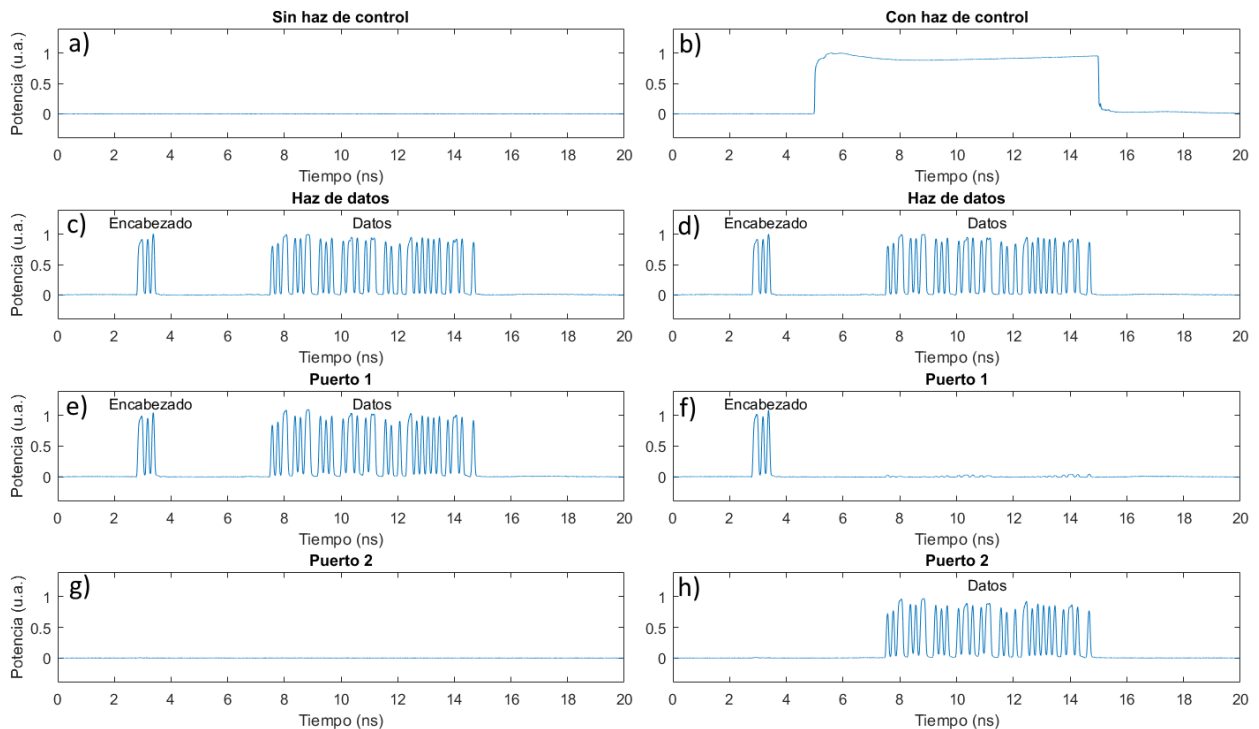


Figura 51. Formas de onda capturadas en el osciloscopio, cuando los electrodos del SOA están en corto circuito, y cuando el haz de datos está modulado para formar paquetes de datos de aproximadamente 80 bits con su respectivo encabezado. En la primera columna se presentan los trazos de a) la señal de control en bajo y la señal de datos c) antes de introducirse al interruptor, e) a la salida de P1 y g) a la salida de P2. En la segunda columna se presentan los trazos de b) la señal de control en alto y la señal de datos d) antes de introducirse al interruptor, f) a la salida de P1 y h) a la salida de P2.

Finalmente, utilizando de nuevo el banco experimental de la figura 35, se caracterizó la eficiencia del proceso de conmutación, utilizando diagramas de ojo y la BER como herramienta de análisis. Primeramente, en la figura 52 se observan los diagramas de ojo de la señal de datos antes de introducirse al interruptor, y al salir del puerto P1 (P2) cuando la señal de control se encuentra en estado bajo (alto). En particular, se observa en las figuras 52b y 52c que se redujo el tamaño del ojo, con respecto a la figura

52a, indicando que la señal de datos ha sufrido una deformación, la cual se debe a un incremento en la relación señal-ruido. El incremento de ruido también se puede corroborar observando el incremento en el grosor del nivel "1" de los diagramas de ojo en las figuras 52b y 52c, en comparación a la figura 52a, lo cual indica una mayor desviación estándar en la potencia pico de los bits de la señal de datos. Sin embargo, los diagramas de ojo de ambos puertos P1 y P2 son similares, por lo que la operación de conmutación no deforma a la señal de datos de manera significativa. El incremento en la relación señal-ruido se produce a la salida del interruptor, independientemente del estado de la señal de control. Esto se debe a que la señal de datos se atenúa al transmitirse a través del MQWSOA, por lo que es necesario amplificarla, después de que sale del acoplador sensible a la polarización, con un EDFA que le añade ruido de emisión espontánea amplificada. En base a los diagramas de ojo se calculó la BER, según lo explicado en la sección 4.5.

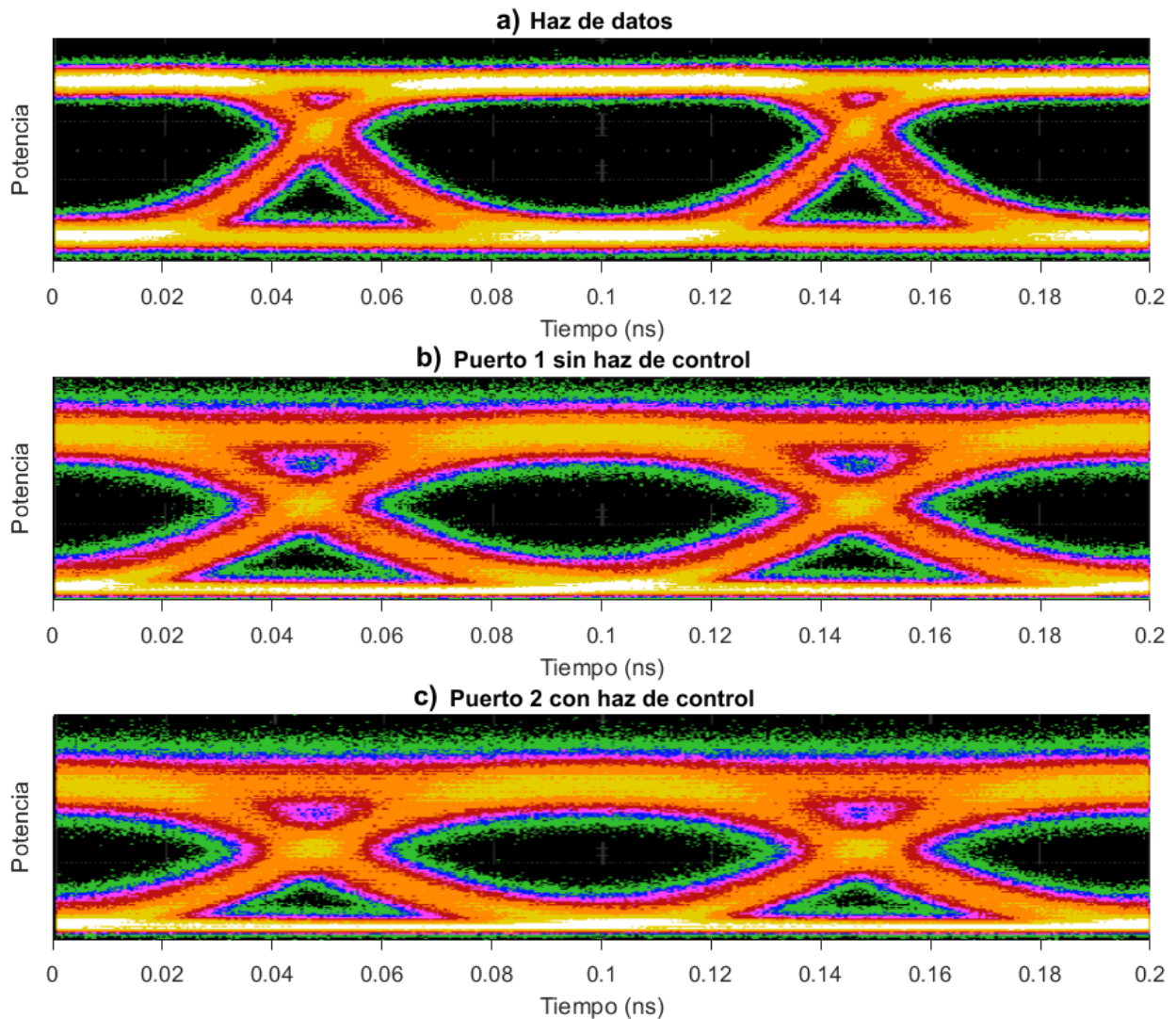


Figura 52. Diagramas de ojos para la señal de datos a) antes de introducirse al interruptor, b) en la salida de P1 (señal de control en bajo) y c) en la salida de P2 (señal de control en alto).

La BER se define como el número de bits erróneos en un cierto intervalo de tiempo, por lo tanto, un menor valor de BER indica una menor tasa de error. En particular, se considera que un canal de comunicación que presenta un BER de 10^{-9} es, para fines prácticos, un canal libre de error (Soto et al., 2017). Se calcularon entonces las desviaciones estándar de los niveles "0" y "1" de los diagramas de ojo de la figura 52, correspondientes a los tres casos siguientes: la señal de datos antes de introducirse al interruptor, y al salir del puerto P1 (P2) cuando la señal de control se encuentra en estado bajo (alto). Estas desviaciones estándar fueron utilizadas para calcular la BER de la señal de datos, asumiendo diferentes potencias ópticas, con el fin de identificar la potencia necesaria para lograr una operación libre de error, es decir, una BER de 10^{-9} , para cada uno de los tres casos. Estos resultados se presentan en la figura 53. Se observa que conforme se incrementa la potencia de la señal de datos, la BER se decrecienta, lo cual se debe a que la relación señal a ruido disminuye. Sin embargo, la señal de datos requiere de una mayor potencia a la salida del interruptor para lograr obtener un BER libre de error, en comparación a la misma señal antes de introducirse al interruptor. Esto da como resultado una operación libre de error con una penalidad en potencia de 6 dB (5 dB) cuando la señal de control se encuentra en estado bajo (alto). Esta alta penalidad se debe al incremento en la relación señal a ruido que se observa en la figura 52, debido a la etapa de amplificación de la señal de datos a la salida del interruptor. Pero, es importante notar que la penalidad es menor cuando la señal de control se encuentra en estado alto. Esto se debe a que la señal de control, cuando está en alto, fotogenera dentro del MQWSOA una gran cantidad de portadores libres que producen una amplificación de la señal de datos. Este hecho mejora la relación señal a ruido y consecuentemente la penalidad en potencia para una operación libre de error.

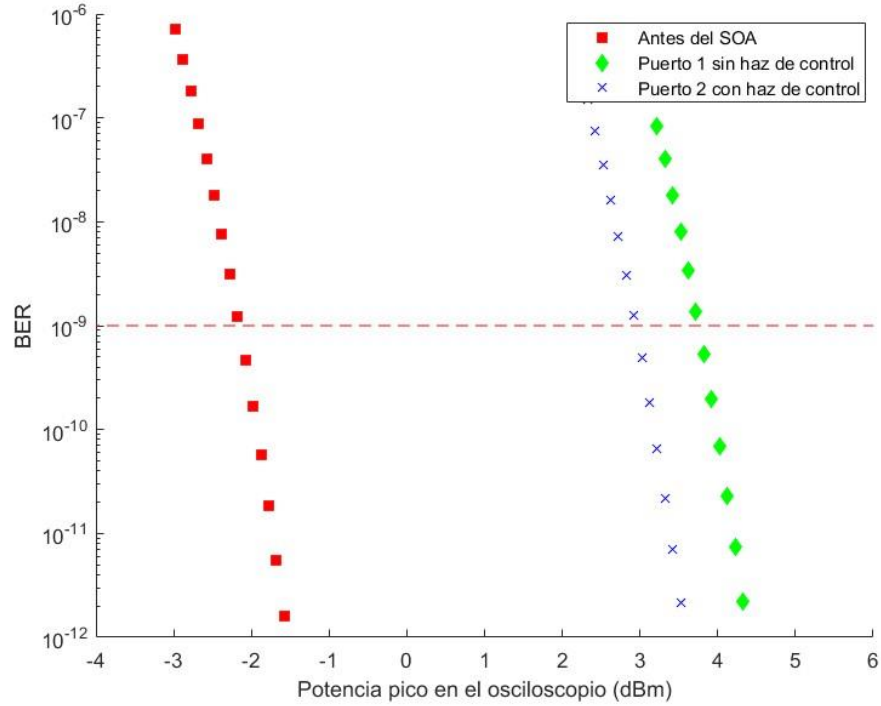


Figura 53. Tasa de error de bit (BER) del haz de datos, con respecto a la potencial de señal recibida por el fotodetector del osciloscopio ultrarrápido.

Los resultados experimentales demuestran, que es posible implementar un PXC, basado en el efecto SIQCSE, capaz de llevar a cabo la operación de la conmutación cruzada, libre de error, de un paquete de datos pseudoaleatorios, con una tasa de bits de 10 Gb/s, con una penalidad máxima de potencia de 6 dB.

Capítulo 6. Conclusiones

En este trabajo de tesis se desarrolló y construyó un interruptor fotónico de conexión cruzada basada en el efecto Stark de confinamiento cuántico autoinducido excitado por un haz de control.

Uno de los objetivos principales fue demostrar la capacidad de conmutación de este interruptor, con un paquete de datos pseudoaleatorios de 10 Gb/s. Como objetivos adicionales, se tuvieron la predicción y caracterización del tiempo de latencia del interruptor, así como la determinación del estado de polarización y la longitud de onda de la señal de datos y la potencia y la longitud de onda de la señal de control, que permiten el funcionamiento óptimo del interruptor. En base a lo anterior, las conclusiones obtenidas son las siguientes:

Se construyó un banco experimental que se detalló en la sección 4.1, con el fin de identificar las líneas de absorciones excitónicas, y también para caracterizar su corrimiento, debido al fenómeno SIQCSE, al introducir un haz de control. Se obtuvo entonces el espectro de absorción de los QW del MQWSOA, donde se identificaron las líneas de absorción correspondientes a los excitones hh-1s, hl-1s y al biexcitón hh-1s. Se determinó que los excitones hh-1s presentan una menor energía que los hl-1s, lo cual es consistente con un esfuerzo mecánico de compresión en los QW. Se observó también que cuando los electrodos del amplificador están en circuito abierto, las líneas excitónicas presentan un mayor corrimiento al azul (mayores energías), lo cual se debe a la presencia del campo de apantallamiento externo, que no existe cuando los electrodos del amplificador están en corto circuito y los portadores fotogenerados son drenados inmediatamente.

Por otra parte, al introducir un haz de control dentro del MQWSOA, se demostró que es posible modificar de manera precisa el corrimiento hacia el azul de los excitones, lo cual produce un fuerte cambio de absorción a lo largo del espectro, lo que a su vez modifica el índice de refracción de los QW del amplificador. El cambio de índice de refracción perturbó a la birrefringencia estructural de la guía de onda del MQWSOA, por lo que este fenómeno fue entonces explotado para modificar el estado de polarización de una señal de datos. Es importante mencionar que, en base al espectro de absorción del MQWSOA, obtenido con los electrodos en circuito abierto, se determinó que hay un mayor cambio en la birrefringencia del amplificador en longitudes de onda, cuya energía asociada, es menor a la energía de la banda prohibida. Esto se debe a que el corrimiento de las líneas excitónicas produce un mayor cambio de absorción en el rango de 1590 a 1620 nm, en comparación con el resto del espectro.

De manera paralela a todo lo anterior, se desarrolló un modelo matemático para determinar, en función de las proporciones molares de los elementos de las aleaciones de semiconductor de los pozos y barreras, la energía de los excitones hh-1s de los QW del amplificador en corto circuito. El modelo fue entonces utilizado en forma “inversa” para determinar la estructura del MQWSOA empleado. Así, experimentalmente se obtuvo que la energía del excitón hh-1s, con los electrodos del amplificador en corto circuito, se ubicó espectralmente en 1604.4 nm, y con el modelo se logró inferir que la región activa del amplificador está constituida de pozos cuánticos, de aproximadamente 20 Å de ancho, hechos de $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.800}\text{As}$, y rodeados de barreras de $\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}_{0.75}\text{P}_{0.25}$. Es importante mencionar que el modelo además arrojó resultados consistentes con otros parámetros. Por ejemplo, el parámetro de red del pozo fue mayor al de las barreras, indicando que el esfuerzo corresponde a uno de compresión. Además, el esfuerzo experimentado por los pozos fue de aproximadamente 1.51%, el cual permite, como se mencionó en la sección 2.5.2.2, que el potencial de los QW se deforme de tal manera que se presenten mínimos locales de energía. Por lo tanto, los resultados del modelo demuestran que el MQWSOA empleado en este proyecto presenta mínimos locales de energía dentro de su diagrama de energía potencial y, por ende, permite la generación del campo de apantallamiento externo.

Por otra parte, se construyó un banco experimental, que se detalló en la sección 4.2, con el fin de caracterizar el cambio del estado de polarización de un haz de datos, a la salida del MQWSOA, al introducir un haz de control. Se demostró que al introducir el haz de control es posible cambiar el estado de polarización del haz de datos, a uno ortogonal, lo cual permite cambiar su dirección de propagación por medio de un acoplador sensible a la polarización. En este experimento se determinó que lo anterior es sólo posible para un cierto estado de polarización de entrada, para cada longitud de onda del haz de datos, siendo esto una de las principales desventajas del interruptor. Este problema también se presenta para la potencia del haz de control. Sin embargo, también se observó que la inclinación necesaria del estado de polarización lineal del haz de datos y la potencia requerida del haz de control, no varían en gran medida cuando el haz de datos se sintoniza en longitudes de onda en el rango de 1560 a 1580 nm. Por lo tanto, es posible utilizar el interruptor para conmutar señales de datos en dicho rango de longitudes de onda, sin pérdidas de eficiencia. En este experimento también se determinó que, para lograr el segundo estado de polarización ortogonal, es necesaria una mayor potencia del haz de control cuando éste se sintoniza en longitudes de onda cuya energía es inferior a la de la banda prohibida de los QW del amplificador. Esto se debe a que en estas energías la absorción se lleva a cabo por el mecanismo menos eficiente de la TPA, por ende, el SIQCSE se presenta con menor fuerza.

Además, se construyó un banco experimental, que se detalló en la sección 4.3, con el fin de caracterizar el tiempo de respuesta del interruptor. Se determinó que el mejor tiempo de conmutación del interruptor ronda en los 55.6 ps, cuando los electrodos del amplificador se encuentran en corto circuito. Esto se debe, principalmente a que el tiempo de respuesta del interruptor está limitado por dos factores: la respuesta transitoria de los campos de apantallamiento del amplificador y por la emisión espontánea generada por la recombinación de portadores fotogenerados. El primer factor se observó modificando la resistencia de carga entre los electrodos y analizando los elementos parásitos del amplificador, en base a un circuito eléctrico equivalente. Se determinó entonces que cuando los electrodos del amplificador están en corto circuito, algunos de los elementos parásitos son eliminados, dando como resultado una respuesta más rápida, y lo contrario ocurre para cuando los electrodos están circuito abierto. Por otro lado, se observó la contribución del segundo factor (emisión espontánea) en el cambio abrupto de las pendientes de los flancos de bajada de las respuestas temporales de conmutación del interruptor. Es importante mencionar que el tiempo de conmutación obtenido (de 55.6 ps) podría potencialmente reducirse poniendo en corto circuito los electrodos de manera directa a través de, por ejemplo, un proceso de *wire bonding*, lo cual eliminaría las resistencias parásitas de los conectores.

Como herramienta de análisis, se desarrolló un modelo matemático para determinar el tiempo de respuesta del interruptor, el cual se explicó en la sección 3.2. Los resultados del modelo fueron ajustados adecuadamente a los resultados del experimento del tiempo de respuesta. En base a esto, se determinaron los valores aproximados de los elementos parásitos del amplificador, y el tiempo de vida de los portadores fotogenerados asociado a la generación de emisión espontánea. En particular, se obtuvo una resistencia de difusión $R_1=2 \Omega$, una capacitancia de difusión más una capacitancia de la carga espacial de la unión P-I-N $C_1=10 \text{ pF}$, una resistencia del chip $R_2=10 \Omega$, y una capacitancia del chip $C_2=30 \text{ pF}$. Cabe mencionar que estos resultados son consistentes con lo reportado en la literatura. El modelo fue además utilizado para mostrar que la eliminación de los elementos parásitos, que se producen cuando los electrodos del amplificador están en corto circuito, da como resultado un circuito eléctrico equivalente, con una constante de tiempo menor, que genera un tiempo de respuesta del interruptor mucha más corto. Además, también se determinó que el tiempo de vida de los portadores fotogenerados sufre una fuerte reducción con los electrodos en corto circuito, lo cual se debe a que los portadores son drenados rápidamente por los electrodos, por lo que la ventana de tiempo en los cuales estos pueden recombinarse es menor.

Además, se construyó un último banco experimental que se detalló en la sección 4.4, donde se caracterizó la eficiencia de operación del interruptor, utilizando como herramientas de análisis diagramas

de ojo y la BER, con una señal de datos de 10 Gb/s. En este experimento se demostró que es posible modificar el puerto de salida de un paquete de bits pseudoaleatorios, de manera completamente óptica y por medio de diagramas de ojo se demostró que la operación de conmutación, llevada a cabo por la señal de control, no produce una deformación en la señal de datos. Sin embargo, la relación señal a ruido de la señal de datos, a la salida del interruptor y en comparación con la de la entrada, sufre una degradación por la emisión espontánea amplificada que añade la etapa de amplificación que se encuentra a la salida del interruptor. Los resultados de la BER indicaron que este incremento en la relación señal a ruido produce una penalidad máxima de potencia de aproximadamente 6 dB. Estos resultados podrían mejorarse eliminando la etapa de amplificación e incrementando la potencia pico de la señal de datos. Además, la señal de datos se introdujo con una longitud de onda de 1560 nm, cuya energía está por arriba de la energía de la banda prohibida de los QW del amplificador. Debido a que el MQWSOA no tiene alimentación eléctrica, éste funciona en el dominio de absorción, reduciendo la potencia de la señal de datos a la salida. Por lo tanto, es también posible mejorar la penalidad en potencia cambiando la longitud de onda de la señal de datos a una por debajo de 1590 nm, donde se presenta la menor absorción, reduciendo las pérdidas y permitiendo eliminar la etapa de amplificación a la salida del interruptor.

Finalmente, se demostró que el interruptor desarrollado en este proyecto supera y/o es competitivo frente a otros interruptores propuestos. En particular, el tiempo de conmutación de aproximadamente 55.6 ps, es menor al de otros interruptores basados en SOA, el cual ronda en los 200 ps y es, además, similar al tiempo de respuesta de 40 ps que presentan varios interruptores basados en cristales fotónicos. La potencia promedio necesaria de la señal de control, para llevar a cabo la operación de conmutación, resultó rondar en los 17 dBm, la cual es similar a la potencia requerida para los interruptores completamente ópticos basados en SOA o en cristales fotónicos, y es soportada por la infraestructura de telecomunicaciones. Además, el interruptor desarrollado no requiere de alimentación eléctrica y, puesto que su operación de conmutación se lleva a cabo a través de un MQWSOA, es también compatible con la óptica integrada y con circuitos electrónicos. En efecto, todas las características antes mencionadas, hacen al interruptor de conmutación cruzada, desarrollado en este trabajo de tesis, un candidato muy atractivo para ser considerado en la implementación de las matrices de conmutación completamente ópticas de los sistemas de comunicaciones fotónicas del futuro.

Literatura citada

- André, R., Deshayes, C., Cibert, J., Dang, L. S., Tatarenko, S., y Saminadayar, K. 1990. Optical studies of the piezoelectric effect in (111)-oriented CdTe/ Cd $1 \times$ Zn x Te strained quantum wells. *Physical Review B*, **42**(17): 11392–11395.
- Bastard, G. 1991. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Wiley-Interscience.
- Bastard, G., Mendez, E. E., Chang, L. L. y Esaki, L. 1983. Variational calculations on a quantum well in an electric field. *Physical Review B*, **28**(6): 3241-3245.
- B. E. A. Saleh y Teich, M. C. (2007). *Fundamentals of photonics*. Wiley-Interscience. Hoboken, N.J.
- Bakke, T., Tigges, C. P., y Sullivan, C. T. 2002. 1X2 MOEMS switch based on silicon-oninsulator and polymeric waveguides. *Electronics Letters*, **38**(4): 177-178.
- Budd, R. A., Schares, L., Lee, B. G., Doany, F. E., Baks, C., Kuchta, D. M., Schow, C. L., y Libsch, F. (2015). Semiconductor optical amplifier (SOA) packaging for scalable and gain-integrated silicon photonic switching platforms. En: *2015 IEEE 65th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, Mayo, San Diego, CA. IEEE, pp. 1280–1286.
- Chawla, M. M. y Sharma, S. R. 1985. Families of three-stage third order Runge-KuttaNyström methods for $y' = f(x,y,y'')$. *The Journal of the Australian Mathematical Society. Series B. Applied Mathematics*, **26**(3): 375–386.
- Choi, H. K., (ed.) 2004. *Long-wavelength infrared semiconductor lasers*. Wiley series in lasers and applications. Wiley. Hoboken, N.J.
- Connelly, M. J. 2002. *Semiconductor optical amplifiers*. Kluwer Academic. Boston: London. OCLC: ocm48834992.
- Datta, A. K. y Munshi, S. 2016. *Information photonics: fundamentals, technologies, and applications*. CRC Press, Omo edición. Boca Raton : CRC Press.
- De Dobbelaere, P., Falta, K., Gloeckner, S., y Patra, S. 2002. Digital MEMS for optical switching. *IEEE Communications Magazine*, **40**(3): 88–95.
- El-Bawab, T. S., (ed.) 2005. *Optical switching*. Springer. New York; London.
- Figueiredo, R. C., Ribeiro, N. S., Gallep, C. M., y Conforti, E. 2015. Bias current influence on semiconductor optical amplifier's equivalent circuit. *Optics Communications*, **336**: 153–159.
- Geis, M. W., Bos, P. J., Liberman, V. y Rothschild, M. 2016. Broadband optical switch based on liquid crystal dynamic scattering. *Optics Express*, **24**(13): 13812—13823.
- Harken, D. R., Huang, X. R., McMallum, D. S., Smirl, A. L., Sánchez-Rojas, J. L., Sacedón, A., Calleja, E. y Muñoz, E. 1994. Carrier and screening dynamics in strained [111]-oriented multiple quantum wells. *Applied Physics Letters*, **66**(7): 857–859.
- Haug, H., (ed.) 1988. *Optical nonlinearities and instabilities in semiconductors*. Academic Press. Boston.

- Huang, X. R., Harken, D. R., Cartwright, A. N., McCallum, D. S., Smirl, A. L., Sánchez-Rojas, J. L., Sacedón, A., González-Sanz, F., Calleja, E., y Muñoz, E. 1994. Nonlinear optical response, screening, and distribution of strain in piezoelectric multiple quantum wells. *Journal of Applied Physics*, **76**(12): 7870–7873.
- Iodice, M., Mazzi, G., y Sirleto, L. 2006. Thermo-optical static and dynamic analysis of a digital optical switch based on amorphous silicon waveguide. *Optics Express*, **14**(12): 5266–5278.
- Ishikawa, T. y Bowers, J. 1994. Band lineup and in-plane effective mass of InGaAsP or InGaAlAs on InP strained-layer quantum well. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **30**(2): 562–570.
- Kasahara, R., Yanagisawa, M., Goh, T., Sugita, A., Himeno, A., Yasu, M., y Matsui, S. 2002. New structure of silica-based planar lightwave circuits for low-power thermo-optic switch and its application to 8X8 optical matrix switch. *Journal of Lightwave Technology*, **20**(6): 993–1000.
- Kawano, K. y Kitoh T. 2001. *Introduction to optical waveguide analysis: Solving Maxwell Equations and the Schrödinger Equation*. John Wiley & Sons, Inc.
- Klingshirn, C. F. 2012. *Semiconductor optics*, 4.^a edición. Graduate Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg. Berlin, Heidelberg.
- Konoike, R., Suzuki, K., Inoue, T., Matsumoto, T., Kurahashi, T., Uetake, A., Takabayashi, K., Akiyama, S., Sekiguchi, S., Namiki, S., Kawashima, H., y Ikeda, K. 2019. SOA Integrated Silicon Photonics Switch and Its Lossless Multistage Transmission of High Capacity WDM Signals. *Journal of Lightwave Technology*, **37**(1): 123–130.
- Liu, J. 2005. *Photonic Devices*. Cambridge University Press.
- Liu, K., Zhang, C., Mu, S., Wang, S. y Sorger, V. J. 2016. Two-dimensional design and analysis of trench-coupler based Silicon Mach-Zehnder thermo-optic switch. *Optics Express*, **24**(14): 15845–15853.
- Makino, T. 1996. Analytical formulas for the optical gain of quantum wells. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **32**(3): 493–501.
- Maldonado, R., Soto Ortiz, H., y Solis, K. 2008. Simplified Model for Estimating the Cross-Polarization Modulation in a Bulk Semiconductor Optical Amplifier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **44**(9): 850–857.
- Mathieu, H., Lefebvre, P., y Christol, P. 1992. Simple analytical method for calculating exciton binding energies in semiconductor quantum wells. *Physical Review B*, **46**(7): 4092–4101.
- Miller, D. A. B., Chemla, D. S., Damen, T. C., Gossard, A. C., Wiegman, W., Wood, T. H., y Burrus, C. A. 1984. Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect. *Physical Review Letters*, **53**(22): 2173–2176.
- Perrier, P. 2000. Optical cross-connects - Part 1: applications and features. Fiber Optics Online. Consultado el 25 de septiembre de 2020, en <https://www.fiberopticonline.com/doc/optical-cross-connects-part-1-applications-an-0001>.
- Plander, I. y Stepanovsky, M. 2017. MEMS technology in optical switching. IEEE 14th International Scientific Conference on Informatics.

- Poindexter, J. R., Barnard, E. S., Kurchin, R. C. y Buonassisi, T. 2018. Charge-carrier lifetime measurements in early-stage photovoltaic materials: intuition, uncertainties and opportunities. *Material Science*, arXiv:1805.05832.
- Said, Y., Rezig, H., y Bouallegue, A. 2008. Evaluation of the cross-polarization modulation impact on the SOA behavior: Using to perform all-optical signal processing. En: *MELECON 2008 - The 14th IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference*, Mayo, Ajaccio, France. IEEE, pp. 867–871.
- Sharma, K. K. (2006). *Optics: principles and applications*. Academic Press. Amsterdam; Boston.
- Sheik-Bahae, M., Hutchings, D. C., Hagan, D. J., y Stryland, V. 1991. Dispersion of Bound Electronic Nonlinear Refraction in Solids. **27**(6): 14.
- Shirdel, M., Mansouri-Birjandi, M. A. 2016. Photonic Crystal All-Optical Switch Based on a Nonlinear Cavity. *Optik*, **127**(8): 3955—3958.
- Smith, D. 1986. Strain-generated electric fields in [111] growth axis strained-layer superlattices. *Solid State Communications*, **57**(12): 919–921.
- Soto, H., Álvarez, E., Daz, C., Topomondzo, J., Erasme, D., Schares, L., Occhi, L., Guekos, G., y Castro, M. 2004. Design of an all-optical NOT XOR gate based on crosspolarization modulation in a semiconductor optical amplifier. *Optics Communications*, **237**(1-3): 121–131.
- Soto, H., Tong, M. A., Domínguez, J. C., y Muraoka, R. 2017. Demonstration of an all-optical feed-forward delay line buffer using the quadratic Stark effect and twophoton absorption in an SOA. *Optics Express*, **25**(18): 22066.
- Suhara, T. 2004. *Semiconductor laser fundamentals*. New York: Marcel Dekker.
- Tamir, T. 1988. *Guided-Wave Optoelectronics*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.
- Testa, F. y Pavesi, L., (eds.) 2018. *Optical Switching in Next Generation Data Centers*. Springer International Publishing. Cham.
- Varun, Y. M. 2012. Study of Ultrafast Configuration and Efficient Performance Mechanism of SOA-MZI Switching Devices. *International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering*, **2**(1): 174-179.
- Villeneuve, A., Sundheimer, M., Finlayson, N., Stegeman, G. I., Morasca, S., Rigo, C., Calvani, R., y De Bernardi, C. 1990. Twophoton absorption in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$ waveguides at communications wavelengths. *Applied Physics Letters*, **56**(19): 1865–1867.
- Weiss, B. L., Chan, Y., Shiu, W. C., y Li, E. H. 2000. The electro-optic properties of interdiffused InGaAs/InP quantum well structures. *Journal of Applied Physics*, **88**(6): 3418–3425.
- Xiaohua Ma y Geng-Sheng Kuo. 2003. Optical switching technology comparison: optical mems vs. other technologies. *IEEE Communications Magazine*, **41**(11): 50–57.
- Zhang, X., et al. 2020. An Optical Switch Based on Electro-Optic Mode Deflection in Lithium Niobate Waveguide. *IEEE Photonics Technology Letters*, **32**(20): 1295—1298.

Anexo A

Se desarrolló un modelo matemático para determinar la posición espectral de la línea de absorción excitónica principal, de huecos pesados, en base a las proporciones molares de las aleaciones de semiconductor de los pozos y barreras de los QW del MQWSOA. A continuación, se presenta el código del programa (implementado en MATLAB R2017a) con el cual se simuló el modelo matemático:

```
function [] = QW_new()
%Proporciones molares del pozo y barrera
xw = 0.200;
yw = 1;
xb = 0.300;
yb = 0.749;

%Energía de banda prohibida
Egw = 1.35 + 0.627*xw - 1.019*yw + 0.758*xw^2 + 0.101*yw^2 + 0.111*xw*yw ...
      - 0.58*xw^2*yw - 0.159*xw*yw^2 + 0.268*xw^2*yw^2;
Egb = 1.35 + 0.627*xb - 1.019*yb + 0.758*xb^2 + 0.101*yb^2 + 0.111*xb*yb ...
      - 0.58*xb^2*yb - 0.159*xb*yb^2 + 0.268*xb^2*yb^2;

%Constantes de red
aw = 5.8688*(1-xw)*(1-yw) + 6.0584*(1-xw)*yw + 5.6533*xw*yw + 5.4512*xw*(1-
yw);
ab = 5.8688*(1-xb)*(1-yb) + 6.0584*(1-xb)*yb + 5.6533*xb*yb + 5.4512*xb*(1-
yb);

% ABCD - InGaAsP
% Q = (1-x)*y*InAs + (1-x)*(1-y)*InP + x*y*GaAs + x*(1-y)*GaP;
C11 = (1-xw)*yw*8.329 + (1-xw)*(1-yw)*10.22 + xw*yw*11.88 + xw*(1-yw)*14.120;
C12 = (1-xw)*yw*4.526 + (1-xw)*(1-yw)*5.76 + xw*yw*5.38 + xw*(1-yw)*6.253;
C44 = (1-xw)*yw*3.959 + (1-xw)*(1-yw)*4.60 + xw*yw*5.94 + xw*(1-yw)*7.047;
eprw = (1-xw)*yw*14.6 + (1-xw)*(1-yw)*12.4 + xw*yw*13.1 + xw*(1-yw)*11.1;
aaw = -(1-xw)*yw*5.79 - (1-xw)*(1-yw)*6.16 - xw*yw*8.68 - xw*(1-yw)*9.76;
aab = -(1-xb)*yb*1.7 - (1-xb)*(1-yb)*1.6 - xb*yb*1.7 - xb*(1-yb)*1.5;
ddw = -(1-xw)*yw*5.79 - (1-xw)*(1-yw)*6.16 - xw*yw*8.86 - xw*(1-yw)*9.76;
ddb = -(1-xb)*yb*1.7 - (1-xb)*(1-yb)*1.6 - xb*yb*1.7 - xb*(1-yb)*1.5;
g1w = (1-xw)*yw*20.40 - (1-xw)*(1-yw)*5.15 + xw*yw*6.95 + xw*(1-yw)*4.05;
g2w = (1-xw)*yw*8.30 + (1-xw)*(1-yw)*0.94 + xw*yw*2.25 + xw*(1-yw)*0.49;
g3w = (1-xw)*yw*9.10 + (1-xw)*(1-yw)*1.62 + xw*yw*2.86 + xw*(1-yw)*1.25;
g1b = (1-xb)*yb*20.40 + (1-xb)*(1-yb)*5.15 + xb*yb*6.95 + xb*(1-yb)*4.05;
g2b = (1-xb)*yb*8.30 + (1-xb)*(1-yb)*0.94 + xb*yb*2.25 + xb*(1-yb)*0.49;
g3b = (1-xb)*yb*9.10 + (1-xb)*(1-yb)*1.62 + xb*yb*2.86 + xb*(1-yb)*1.25;
av = (1-xw)*yw*2.5 + (1-xw)*(1-yw)*2.9 + xw*yw*2.7 + xw*(1-yw)*3;

mew = (1-xw)*yw*0.0213 + (1-xw)*(1-yw)*0.077 + xw*yw*0.0632 + xw*(1-
yw)*0.17;
meb = (1-xb)*yb*0.0213 + (1-xb)*(1-yb)*0.077 + xb*yb*0.0632 + xb*(1-
yb)*0.17;
mhnb = (1-xb)*yb*0.41 + (1-xb)*(1-yb)*0.16 + xb*yb*0.5 + xb*(1-yb)*0.54;

epr = (1-xw)*yw*14.55 + (1-xw)*(1-yw)*12.35 + xw*yw*13.18 + xw*(1-yw)*11.1;
```

%Constantes

```
m0 = 9.11E-31;
ep0 = 8.85E-12;
aH = 5.291E-11;
```

```
hbar = 1.05457E-34;
Lz = 20E-10;
```

```
meb = meb*m0;
me = mew*m0;
epr = epr*ep0;
```

%Esfuerzo cortante

```
ep0 = 8.85E-12;
ep = (aw-ab)/ab;
```

%Esfuerzo mecánico

```
e14 = (0.115 - 0.2324*(1-xw))/(1-(2422.5E-4));
```

```
Tcp = 10E-9*(4*e14^2)/(8.854E-12*eprw);
```

```
dEH = -aaw*(12*C44 + 3*Tcp)/(C11 + 2*C12 + 4*C44 + Tcp)*ep;
dES = -2*sqrt(3)*ddw*(C11 + C12)/(C11 + 2*C12 + 4*C44 + Tcp)*ep;
```

%Masas efectivas

```
mewT = me*m0*((Egw-dEH)/Egw)^2;
mhhwT = m0/(g1w-2*g3w);
mew = me*m0*(Egw-dEH)/(Egw);
mhhw = m0/(g1w+g3w);
```

%Diferencia de los bordos del pozo y el potencial de las barreras

```
dEhh = 0.4*(Egb + Egw) + dEH;
dEc = 0.6*(Egb - Egw) - av/aw*dEH - dES/2;
```

%Energía entre el primer nivel de la BC Y BV

```
ac = 2*hbar/sqrt(2*mewT)
ahh = 2*hbar/sqrt(2*mhhwT)
bc = mewT/meb
bhh = mhhwT/mhhb
dLc = ac/sqrt(bc*dEc)
dLhh = ac/sqrt(bhh*dEhh)
```

```
Ehh = (pi/2*(ahh)/(Lz+dLhh))^2/(1+((pi/2)^2*bhh*(dLhh/(Lz+dLhh))^3))
Ec = (pi/2*(ac)/(Lz+dLc))^2/(1+((pi/2)^2*bc*(dLc/(Lz+dLc))^3))
```

```
Et = Ec + Ehh;
```

%deff

```
Be = Lz/(dLc + Lz);
Bhh = Lz/(dLhh + Lz);
muhheff = (1/(Be*mew + (1-Be)*meb) + Bhh*g1w + (1-Bhh)*g1b)^(-1);
```

```
Lzeff = Lz + dLc + dLhh;  
aBeff = epr*(m0)/(muhheff)*aH;  
Ryeff = 13.6*(muhheff)/(m0*eprw^2);%*1.602E-19;  
  
%Energía del excitón  
Eex = Egw + Et + dEH + dES/2 - Ryeff * (1/(1 - 1/2*exp(-  
(Lzeff)/(2*aBeff))))^2);  
  
lambda = 1240/Eex;  
  
format short g  
display(lambda)  
end
```

Anexo B

Se desarrolló un modelo matemático para determinar el tiempo de respuesta del interruptor, en base a la evolución en el tiempo de los fenómenos SIQCSE y de emisión espontánea. El primero de los fenómenos se determinó en base a un circuito equivalente, cuyos elementos eléctricos corresponden a los elementos parásitos del MQWSOA. La emisión espontánea se determinó con un modelo exponencial correspondiente al tiempo de vida de los portadores fotogenerados. A continuación, se presenta el código del programa (implementado en MATLAB R2017a) con el cual se simuló el modelo matemático:

```
function [] = RespuestaDatos3()
%% Abrir tablas de datos
M = dlmread('Tesis-Datos\Respuesta\DatosExp.txt', '\t');

t = M(:,1);
MS = M(:,2);
M25 = M(:,3);
M50 = M(:,4);
M75 = M(:,5);
M100 = M(:,6);
MO = M(:,7);
P = M(:,8) - 0.02029;

[Z,MSMAX] = max(MS);
[Z,M25MAX] = max(M25);
[Z,M50MAX] = max(M50);
[Z,M75MAX] = max(M75);
[Z,M100MAX] = max(M100);
[Z,MOMAX] = max(MO);

MSMAX = t(MSMAX);
M25MAX = t(M25MAX);
M50MAX = t(M50MAX);
M75MAX = t(M75MAX);
M100MAX = t(M100MAX);
MOMAX = t(MOMAX);

MAXIMA = [MSMAX M25MAX M50MAX M75MAX M100MAX MOMAX];

a1 = 0.2699;
b1 = 0.7263;
c1 = 0.05528;
a2 = 0.8861;
b2 = 0.798;
c2 = 0.07568;
a3 = 0.06094;
b3 = 0.6709;
c3 = 0.03907;
a4 = 0.2181;
b4 = 0.9176;
c4 = 0.1082;
a5 = 0.1174;
```

```

b5 =      1.058;
c5 =      0.09818;
a6 =      0.0582;
b6 =      1.203;
c6 =      0.07156;
a7 =      0.02619;
b7 =      1.428;
c7 =      0.1293;
a8 =      0.01249;
b8 =      2.445;
c8 =      1.055;
x = 0:0.00001:6;
DPa = a1.*exp(-((x-b1)./c1).^2) + a2.*exp(-((x-b2)./c2).^2) + ...
      a3.*exp(-((x-b3)./c3).^2) + a4.*exp(-((x-b4)./c4).^2) + ...
      a5.*exp(-((x-b5)./c5).^2) + a6.*exp(-((x-b6)./c6).^2) + ...
      a7.*exp(-((x-b7)./c7).^2) + a8.*exp(-((x-b8)./c8).^2);
% DPa(12800:end) = 0;
XX = 100000;
% DPa(11000:end) = DPa(10999).*exp(-(x(11000:end)-x(10999))./0.08);
DPa(XX:end) = DPa(XX-1).*exp(-(x(XX:end)-x(XX-1))./0.2);
dDPa = gradient(DPa)./gradient(x);

%% Solución RKN3
%%Parámetros utilizados en el método RKN3
alpha1 = 0;
alpha2 = 2/3;
alpha3 = 2/3;
beta21 = -1/9;
beta31 = 2/9;
beta32 = 0;
gamma21 = 2/3;
gamma31 = 1/3;
gamma32 = 1/3;
a1 = 1/4;
a2 = 0;
a3 = 1/4;
b1 = 1/4;
b2 = 0;
b3 = 3/4;
%-----
%Vector del pulso
a = 0;
b = max(x)*1E-9;
h = max(x)/length(x)*4*1E-9;
% steps = (b-a)/h;
%-----
%Elementos del circuito
R1 = 2;
R2 = 10;
C1 = 10E-12;
C2 = 30E-12;

```



```

R3 = [0.01 25 50.2 72.2 97.6 10000000];
% Rd = 20;
% Rs = 75;
% Cd = 10E-12;
% Cs = 25E-12;
%% Rd = 2;
%% Rs = 9;
%% Cd = 5E-12;
%% Cs = 25E-12;
% R1 = 0.01;
%% R1 = [0.01 20 40 75 100 10000];
TT = 1;

for i = 1:length(R3)

    %-----
    --
    %Ecuación del circuito a resolver

    C = ((R2+R3(i))./(R2.*R3(i)*C1*C2).*DPa + 1/C1.*dDPa);
    B = - ((R2+R3(i))./(R2^2.*R3(i)*C1*C2) + (R2+R3(i))./(R1*R2.*R3(i)*C1*C2)
- 1/(R2^2*C1*C2));
    A = - ((R2+R3(i))./(R3(i)*R2*C2) + (R1+R2)/(R1*R2*C1));

    %-----
    --
    %Método RKN4

    [K1,K2,K3,dV,V,tV] = deal((a:h:b).*0);

    c = ['c','m','g','b','y','r'];

    %Condiciones iniciales del voltaje
    K1(1) = 0;
    K2(1) = 0;
    K3(1) = 0;
    tV(1) = 0;
    V(1) = 0;
    dV(1) = DPa(1)/C1;
    for k = 1:length(tV)-1
        K1(k+1) = (C(k + 2*(k-1)) + B*(V(k) + alpha1*h*dV(k)) +
A*(dV(k))).*TT;
        K2(k+1) = (C(k + 2*k) + B*(V(k) + alpha2*h*dV(k) +
h^2*beta21*K1(k+1)) + A*(dV(k)+h*gamma21*K1(k+1))).*TT;
        K3(k+1) = (C(k + 2*k) + B*(V(k) + alpha3*h*dV(k) +
h^2*(beta31*K1(k+1) + beta32*K2(k+1))) + A*(dV(k)+h*(gamma31*K1(k+1) +
gamma32*K2(k+1)))).*TT;
        V(k+1) = (V(k) + h*dV(k) + h^2*(a1*K1(k+1)./TT + a2*K2(k+1)./TT +
a3*K3(k+1)./TT));
        dV(k+1) = (dV(k) + h*(b1*K1(k+1)./TT + b2*K2(k+1)./TT +
b3*K3(k+1)./TT));

```

```

        tV(k+1) = tV(k) + h;
    end
    WV(i,:) = V./max(V);
end
RR = [0.29 0.37 0.37 0.37 0.37 0.37];
TR = 1;

MaxP = 160;
B = 2;
WV(1,:) = WV(1,:).^B.*MaxP;
WV(2,:) = WV(2,:).^B.*MaxP;
WV(3,:) = WV(3,:).^B.*MaxP;
WV(4,:) = WV(4,:).^B.*MaxP;
WV(5,:) = WV(5,:).^B.*MaxP;
WV(6,:) = WV(6,:).^B.*MaxP;

%-----
PV(1,:) = 1.*sind(WV(1,:)/2).^2;
PV(2,:) = 1.*sind(WV(2,:)/2).^2;
PV(3,:) = 1.*sind(WV(3,:)/2).^2;
PV(4,:) = 1.*sind(WV(4,:)/2).^2;
PV(5,:) = 1.*sind(WV(5,:)/2).^2;
PV(6,:) = 1.*sind(WV(6,:)/2).^2;

PV(1,:) = PV(1,)./max(PV(1,:));
PV(2,:) = PV(2,)./max(PV(2,:));
PV(3,:) = PV(3,)./max(PV(3,:));
PV(4,:) = PV(4,)./max(PV(4,:));
PV(5,:) = PV(5,)./max(PV(5,:));
PV(6,:) = PV(6,)./max(PV(6,:));

TTT = 28200;
[MAXPV,MAXtV(1)] = max(PV(1,:));
[MAXPV,MAXtV(2)] = max(PV(2,:));
[MAXPV,MAXtV(3)] = max(PV(3,:));
[MAXPV,MAXtV(4)] = max(PV(4,:));
[MAXPV,MAXtV(5)] = max(PV(5,:));
[MAXPV,MAXtV(6)] = max(PV(6,:));

TCR = tV(TTT) - tV(MAXtV);

% TC = [550 700 800 1000 1100 1800];
TC = [500 700 800 1000 1100 1800];
% TC = [550 550 550 550 550 550];
TC = TC.*1E-12;
PV2(1,:) = PV(1,:);
PV2(2,:) = PV(2,:);
PV2(3,:) = PV(3,:);
PV2(4,:) = PV(4,:);
PV2(5,:) = PV(5,:);
PV2(6,:) = PV(6,:);

```

```

PTT = [1 1 1 1 1 1];
PV2(1,MAXtV(1):end) = PV(1,MAXtV(1)).*PTT(1).*exp(-(tV(MAXtV(1):end)-
tV(MAXtV(1)))/(TC(1)));
PV2(2,MAXtV(2):end) = PV(2,MAXtV(2)).*PTT(2).*exp(-(tV(MAXtV(2):end)-
tV(MAXtV(2)))/(TC(2)));
PV2(3,MAXtV(3):end) = PV(3,MAXtV(3)).*PTT(3).*exp(-(tV(MAXtV(3):end)-
tV(MAXtV(3)))/(TC(3)));
PV2(4,MAXtV(4):end) = PV(4,MAXtV(4)).*PTT(4).*exp(-(tV(MAXtV(4):end)-
tV(MAXtV(4)))/(TC(4)));
PV2(5,MAXtV(5):end) = PV(5,MAXtV(5)).*PTT(5).*exp(-(tV(MAXtV(5):end)-
tV(MAXtV(5)))/(TC(5)));
PV2(6,MAXtV(6):end) = PV(6,MAXtV(6)).*PTT(6).*exp(-(tV(MAXtV(6):end)-
tV(MAXtV(6)))/(TC(6)));

PP = 1;
PPP = [1.5 1.5 1.5 1.5 1.5 1.5];
PVN1(1,:) = PV(1,:).*PP + PV2(1,:).*PPP(1);
PVN1(2,:) = PV(2,:).*PP + PV2(2,:).*PPP(2);
PVN1(3,:) = PV(3,:).*PP + PV2(3,:).*PPP(3);
PVN1(4,:) = PV(4,:).*PP + PV2(4,:).*PPP(4);
PVN1(5,:) = PV(5,:).*PP + PV2(5,:).*PPP(5);
PVN1(6,:) = PV(6,:).*PP + PV2(6,:).*PPP(6);

PVN1(1,:) = PVN1(1,:)/max(PVN1(1,:));
PVN1(2,:) = PVN1(2,:)/max(PVN1(2,:));
PVN1(3,:) = PVN1(3,:)/max(PVN1(3,:));
PVN1(4,:) = PVN1(4,:)/max(PVN1(4,:));
PVN1(5,:) = PVN1(5,:)/max(PVN1(5,:));
PVN1(6,:) = PVN1(6,:)/max(PVN1(6,:));

TR = 0.07;
figure()
hold all
scatter(t,MS/1.023, '.c', 'MarkerFaceAlpha', TR, 'MarkerEdgeAlpha', TR)
scatter(t,M25, '.m', 'MarkerFaceAlpha', TR, 'MarkerEdgeAlpha', TR)
scatter(t,M50, '.g', 'MarkerFaceAlpha', TR, 'MarkerEdgeAlpha', TR)
scatter(t,M75, '.b', 'MarkerFaceAlpha', TR, 'MarkerEdgeAlpha', TR)
scatter(t,M100, '.y', 'MarkerFaceAlpha', TR, 'MarkerEdgeAlpha', TR)
scatter(t,M0, '.r', 'MarkerFaceAlpha', TR, 'MarkerEdgeAlpha', TR)
scatter(tV.*1E9-RR(1),PVN1(1,:), '.c')
scatter(tV.*1E9-RR(2),PVN1(2,:), '.m')
scatter(tV.*1E9-RR(3),PVN1(3,:), '.g')
scatter(tV.*1E9-RR(4),PVN1(4,:), '.b')
scatter(tV.*1E9-RR(5),PVN1(5,:), '.y')
scatter(tV.*1E9-RR(6),PVN1(6,:), '.r')
xlim([0 5])
xlabel('Tiempos (ns)')
ylabel('Potencia de salida (normalizada)')

[lg, icons] = legend('Electrodos en corto', ...
'R_3 = 25 \Omega', 'R_3 = 50 \Omega', ...

```

```

'R_3 = 75 \Omega', 'R_3 = 100 \Omega', 'Electrodos en abierto');
set(lg, 'FontSize', 16);

% [lg, icons] = legend('Electrodos en corto', 'Modelo en corto');
% set(lg, 'FontSize', 16);

% annotation('textbox', [0.14 0.72 0.2 0.2], 'String', {'R1 = '
num2str(Rd)], ['R2 = ' num2str(Rs)], ['C1 = ' num2str(Cd)], ['C2 = '
num2str(Cs)], ['MaxP = ' num2str(MaxP)]})
% annotation('textbox', [0.14 0.72 0.08 0.20], 'String', ...
%   {'t_{corto} = ' num2str(TC(1)*1E12) ' ps'}, ...
%   ['t_{25} = ' num2str(TC(2)*1E12) ' ps'}, ...
%   ['t_{50} = ' num2str(TC(3)*1E12) ' ps'}, ...
%   ['t_{75} = ' num2str(TC(4)*1E12) ' ps'}, ...
%   ['t_{100} = ' num2str(TC(5)*1E12) ' ps'], ...
%   ['t_{Abierto} = ' num2str(TC(6)*1E12) ' ps']})

Ic = findobj(Icons, '-property', 'Marker', '-and', '-not', 'Marker', 'none');
set(Ic, 'MarkerSize', 20);

end

```