

Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada



**REALIZACION Y CARACTERIZACION DE UNA
COMPUERTA LOGICA XOR TOTALMENTE OPTICA
EN ESTADO ESTATICO UTILIZANDO UN EFECTO
DE MODULACION CRUZADA DE LA POLARIZACION
DENTRO DE UN AMPLIFICADOR OPTICO
DE SEMICONDUCTOR**

**TESIS
MAESTRIA EN CIENCIAS**

CARLOS ALBERTO DIAZ BELTRAN

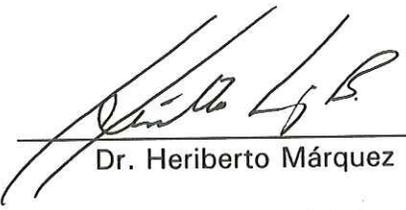
ENSENADA, B. C., DICIEMBRE DEL 2000.

TESIS DEFENDIDA POR
Carlos Alberto Díaz Beltrán
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Horacio Soto Ortiz

Director del Comité



Dr. Heriberto Márquez Becerra

Miembro del Comité



Dr. Víctor Ruiz Cortés

Miembro del Comité



Dr. Helmut Maske Rubach

Miembro del Comité



Dr. Eugenio Méndez Méndez

*Jefe del Departamento de
Óptica*



Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

14 de diciembre del 2000

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA**



**DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA
DEPARTAMENTO DE ÓPTICA**

**REALIZACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UNA COMPUERTA
LÓGICA XOR TOTALMENTE ÓPTICA EN ESTADO ESTÁTICO
UTILIZANDO UN EFECTO DE MODULACIÓN CRUZADA DE LA
POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE
SEMICONDUCTOR**

TESIS

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

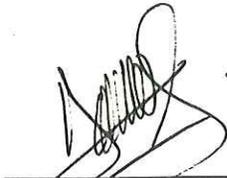
CARLOS ALBERTO DÍAZ BELTRÁN

Ensenada, Baja California, México. diciembre del 2000.

RESUMEN de la tesis de Carlos Alberto Díaz Beltrán, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de **MAESTRO EN CIENCIAS** en **ÓPTICA** con especialidad en **Optoelectrónica**, Ensenada, Baja California, México, Diciembre del 2000.

Realización y caracterización de una compuerta lógica XOR totalmente óptica en estado estático utilizando un efecto de Modulación Cruzada de la Polarización dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor

Aprobado por:



Dr. Horacio Soto Ortiz
Director de Tesis

Con el paso de los años, el campo de la computación y las redes de telecomunicaciones han experimentado un crecimiento enorme. Se espera que en los próximos diez años pueda contarse en hogares y oficinas con servicios tales como televisión de alta definición, video correo, audio digital, así como conexiones a internet con interfaces de usuario totalmente gráficas y amigables. Tales aplicaciones requieren de anchos de banda de los sistemas de comunicación que exceden a las actuales redes de comunicación mas rápidas, tales como las de Modo de Transferencia Asíncrono (ATM por sus siglas en inglés).

La solución a este problema la proporciona la multicanalización por división de longitud de onda (WDM Wavelength-Division Multiplexing), la cual es una técnica muy prometedora para aprovechar mas eficientemente el ancho de banda de la fibra óptica en redes de comunicaciones. En WDM, el espectro de transmisión óptica es dividido en un número de bandas de longitudes de onda (o frecuencias) que no se traslapan, cada una soportando un canal de comunicación operando en un estándar de comunicación (2.5, 10 ó 20 GB/s). De esta forma, se permite la existencia de múltiples canales coexistiendo en una sola fibra. Además, cada canal de comunicación en WDM puede ser multicanalizado en tiempo (TDM), lo cual representa la utilización aún mas eficiente del ancho de banda de la fibra óptica.

Un aspecto de gran importancia en la realización de las futuras redes ópticas configurables es la lógica de control totalmente óptica que será necesario utilizar. Respecto a este punto, la compuerta lógica XOR es de particular importancia debido a su utilización en circuitos de decisión y comparación, así como en la generación de patrones pseudoaleatorios y en encriptación.

En este proyecto de tesis, se propone la instrumentación de la compuerta lógica XOR de una forma más sencilla y compacta que las propuestas hasta hoy, utilizando un

amplificador óptico de semiconductor (AOS) y un principio de operación no interferométrico, observado por primera vez en el CICESE.

Es conocido que este fenómeno, manifestado en la región activa del AOS, depende fuertemente de la potencia óptica de las señales introducidas en la guía de onda del amplificador, pero la dependencia respecto a la longitud de onda y polarización de tales señales no ha sido suficientemente estudiada.

En este trabajo se realizó el estudio experimental de la eficacia del efecto, denominado Modulación Cruzada de la Polarización (MCP), en función de la longitud de onda y la polarización de las señales introducidas en la región activa del AOS. Finalmente, se instrumentó una compuerta lógica XOR en estado estático en forma totalmente óptica.

Para el estudio de la eficacia del efecto de MCP respecto a las longitudes de onda, la experimentación consistió en tener un haz emitiendo en una longitud de onda fija, denominado haz de señal, y observar los cambios en su estado de polarización (EDP) debidos al desplazamiento en longitud de onda de un segundo haz, denominado haz de control.

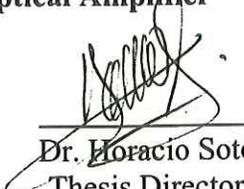
Para el estudio de la eficacia del efecto de MCP respecto a la polarización, la experimentación realizada fue la medición del desplazamiento angular que sufre el EDP del haz de señal en la salida del AOS, respecto a la variación de la polarización del haz de control en la entrada del amplificador de semiconductor.

Palabras clave: Lógica XOR, Amplificador Óptico de Semiconductor, Modulación Cruzada de la Polarización, parámetros de Stokes, Matrices de Jones.

ABSTRACT of the thesis presented by Carlos Alberto Díaz Beltrán in order to obtain the **MASTER** degree in **OPTICS, OPTOELECTRONICS** speciality, Ensenada, Baja California, México, December, 2000.

Construction and characterization of an all-optical XOR logic gate in steady state using a Cross Polarization Modulation effect in a Semiconductor Optical Amplifier

Approved by:



Dr. Horacio Soto
Thesis Director

Through the years, computer science and telecommunication networks have experienced a huge growth. It is expected that in the next 10 years, services such as high definition television, video mail, digital audio and internet connections with completely graphic and friendly user interfaces will be available at homes and offices. These applications require communications systems with bandwidths larger than those available today, such as Asynchronous Transfer Mode (ATM).

The solution to this problem is provided by Wavelength Division Multiplexing (WDM), a very promising technique to efficiently take advantage of fiber optics bandwidth in communication networks. In WDM, optical transmission spectrum is divided in several wavelengths (or frequencies) that do not overlap, each one holding a communication channel working in a standard (2.5, 10 or 20 Gb/s). In this way, multiple channels can coexist in a single fiber. Also, each communication channel in WDM can be multiplexed in time (TDM), which allows even more efficient use of fiber optics' bandwidth.

A very important aspect in the construction of future optical networks is the completely optical control logic that will be needed. Regarding with this subject, the XOR logic gate is particularly important due to its use in decision and comparison circuits, in generation of pseudo-random patterns and in encryption.

In this thesis project, we propose the implementation of an XOR logic gate in a simpler and more compact way than those proposed so far, by means of a semiconductor optical amplifier (SOA) and a non interferometric operation principle, observed for the first time at CICESE.

It is known that this phenomenon, observed in the active region of the semiconductor optical amplifier, depends strongly on the optical power of the signals introduced in the amplifier waveguide, but the dependency on wavelength and polarization of such signals has not been sufficiently studied.

In this work, an experimental study on the so called Cross Polarization Modulation effect's effectiveness, was carried out; depending on the wavelength and polarization of

the signals introduced to the active region of the SOA. In the end, a completely optical XOR steady state logic gate was implemented.

In order to study the effectiveness of the Cross Polarization Modulation effect with respect to wavelength, the experiment consisted of having a beam emitting at a fixed wavelength, called signal beam, and observing changes in its polarization due to wavelength displacement of a second beam, called control beam.

In order to study the effectiveness of the Cross Polarization Modulation effect with respect to polarization, the experiment carried out consisted in measuring the angular displacement of signal beam polarization state at the exit of SOA, with respect to the variation of polarization in the control beam at the input of the semiconductor amplifier.

Key words: XOR logic, Semiconductor Optical Amplifier, Cross Modulation Polarization, Stokes' parameters, Jones' matrices.

Dedicatoria

A mi padre José Luis,

quien me transmitió fé y confianza para elegir mi propio camino.

A mi madre María Evelia,

valiente luchadora en este juego de la vida. Mi impulso incondicional.

A mis hermanos, Evelia y José Luis,

en parte guía y apoyo en el tiempo que llevo ocupando un espacio en este globo azul.

Agradecimientos

A Dios, por permitirme sufrir y gozar esta vida.

A mi director de tesis, Dr. Horacio Soto Ortiz, por su valioso tiempo, orientación y paciencia en la realización de este trabajo.

A los miembros de mi comité de tesis: Dr. Heriberto Márquez Becerra, Dr. Helmut Maske y Dr. Víctor Ruiz Cortés, por su valiosa colaboración en la revisión y corrección de este trabajo de tesis.

Al Dr. Alfonso García Weidner, gracias por su valioso tiempo y apoyo en el momento preciso.

Al Dr. Hector Escamilla Taylor, gracias por su estímulo para seguir adelante.

Al Dr. Eugenio Méndez.

A mis amigos y compañeros de generación, sin los cuales esta etapa de mi vida jamás hubiese sido tan fructífera y divertida. Fernando Monjardín, Raúl Wong, Silver Saucedo, Paty Puente, Rocío Cardoso, Cesar Ayala, Fernando Treviño, Edgar Huante, Juan Carlos Dominguez, Blanca Ruiz, Criseida Gonzalez, Mariano Martínez. De cada uno de ustedes aprendí algo valioso. Gracias por ser mi familia temporal en esta aventura. Siempre los tendré presentes.

A todos aquellos con quienes compartí pasillos y aulas. Estudiantes, técnicos e investigadores: Demetrio M., Juan T., Jessica A., Marcia P., María O., Javier V., Javier C., Juan Peralta, Víctor Ruiz, Israel R., Jesús G., Rodolfo C., Alex. A Raúl Rangel por su paciencia y disposición en cada consulta, y por prestarme el super fabuloso foto detector de Germanio.

A la familia Ramírez Lendo, especialmente a la Sra. Betty, Adria y Cecy. No se puede tener mejores anfitrionas lejos de casa. Gracias en verdad.

A mi incondicional amiga Karina, quien siempre estuvo cerca para escuchar mis tragedias. TQM.

Gracias a Judith, por regresarme la sensibilidad que pensé haber perdido . TQM pillina. Y por supuesto a la familia López y Echeagaray, y anexos.

A mis amigos Pablo y Brian, quienes a pesar de la distancia estuvieron conmigo.

Gracias a un trío de traviesas, quienes en un par de meses de conocerlas hacen enormemente difícil mi partida de Ensenada: Andrea, Getsi y Mayra. Por ustedes extrañaré este bello puerto. Las quiero mucho.

Gracias a mis ex compañeros de Canal 2 Cd. Obregón, por apoyarme desde la preparatoria.

A Ale y mi suegra-cuñada Olga quienes con solo un par de teclazos me quitaban lo achicopalado. Gracias y un beso para ustedes.

A Juan Carlos y Hazael por aguantarme algunos meses.

A quien omití involuntariamente.

A CICESE, por la oportunidad brindada.

A CONACYT, por la beca-crédito proporcionada.

CONTENIDO

I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 OBJETIVOS	5
I.2 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS	6
II. MARCO TEÓRICO	7
II.1 AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR (AOS) DE HETEROESTRUCTURA .	7
II.2 GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS DIELECTRICAS	9
II.2.1 MODOS DE PROPAGACIÓN TE Y TM EN LA GUÍA DE ONDA	9
II.2.2 ÍNDICE EFECTIVO	11
II.3 POLARIZACIÓN	13
II.3.1 PARÁMETROS DE STOKES	16
II.3.2 GRADO DE POLARIZACIÓN	17
II.3.3 MATRIZ DE JONES	17
II.4 EFECTO DE MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN (MCP)	22
II.4.1 LÓGICA XOR UTILIZANDO EL EFECTO DE MCP	23
III. CARACTERIZACIÓN DE COMPONENTES	25
III.1 CARACTERIZACIÓN DE LOS PERFILES DE INTENSIDAD ÓPTICA EMITIDA POR EL AOS Y UNA FIBRA ÓPTICA ESTÁNDAR LENTILLADA PARA LA OBTENCIÓN DE LAS PÉRDIDAS POR INSERCIÓN AL AOS	25
III.2 OBTENCIÓN DE LAS PÉRDIDAS POR RECUPERACIÓN DEL AOS A LA FIBRA LENTILLADA	29
III.3 CARACTERIZACIÓN DE LOS EJES PROPIOS DE UNA FIBRA BIRREFRINGENTE LENTILLADA	30
IV. MEDICIONES Y ANÁLISIS DE RESULTADOS	33
IV.1 OBSERVACIÓN DE LOS ESPECTROS DE FLUORESCENCIA DEL EDFA Y DE EMISIÓN ESPONTÁNEA AMPLIFICADA DEL AOS	33
IV.2 OBSERVACIÓN DEL EFECTO DE MCP EN UN AOS	38
IV.3 INSTRUMENTACIÓN DE UNA COMPUERTA XOR EN ESTADO ESTÁTICO UTILIZANDO UN EFECTO DE MCP DENTRO DE UN AOS	41
IV.4 MEDICIÓN DE LA EFICACIA DEL EFECTO DE MCP EN FUNCIÓN DE LAS LONGITUDES DE ONDA DE LAS SEÑALES DE CONTROL Y DE DATOS	44
IV.4.1 MEDICIÓN CON EL HAZ DE SEÑAL SINTONIZADO EN 1562 NM	47
IV.4.2 MEDICIÓN CON EL HAZ DE SEÑAL SINTONIZADO EN 1549 NM	53
IV.5 MEDICIÓN DE LA EFICACIA DEL EFECTO DE MCP EN FUNCIÓN DE LAS POLARIZACIONES DE LOS HACES DE CONTROL Y DE SEÑAL	57
V. CONCLUSIONES	65
REFERENCIAS	67

APÉNDICE A: ESTABLECIMIENTO DE UN MARCO DE REFERENCIA DE POLARIZACIÓN UTILIZANDO EL ANALIZADOR DE POLARIZACIÓN HP8509B	69
APÉNDICE B: OBTENCIÓN DE LAS MATRICES DE JONES DE UN DISPOSITIVO UTILIZANDO EL ANALIZADOR DE POLARIZACIÓN HP8509B	72
APÉNDICE C: CÁLCULO DE PÉRDIDAS DE LA FIBRA	74

Lista de Figuras

Figura		Página
1	Compuerta lógica XOR utilizando un interferómetro de Sagnac con un AOS dentro de él	4
2	Amplificador Óptico de Semiconductor de heteroestructura	7
3	Amplificador de onda progresiva (TWA)	8
4	Guía de onda dieléctrica con perfil de índice de refracción escalonado..	9
5	Modos de propagación en una guía de onda, a) Transverso Eléctrico TE, b) Transverso Magnético TM	10
6	Relación pitagoreana para los componentes del vector de onda	11
7	Perfil del índice de refracción de una heterounión	12
8	Polarización lineal a -45 grados	14
9	Polarización circular	15
10	Polarización elíptica	15
11	Fenómeno de rotación de la polarización observado en el AOS	23
12	Implementación para la caracterización del perfil de emisión del AOS .	26
13	Perfil de intensidad óptica debida a la EEA emitida por el AOS	27
14	Montaje para la obtención del perfil de emisión de la fibra estándar lentillada	27
15	Perfil de intensidad óptica emitida por la lentilla de la fibra estándar	28
16	a) Captura de potencia óptica utilizando un microobjetivo 40X (0.65 NA) b) Captura de potencia óptica utilizando una fibra lentillada	29
17	Corte transversal de una fibra birrefringente “corbata de moño”	31
18	Arreglo experimental para la caracterización de los ejes rápido y lento de una fibra birrefringente lentillada	32
19	Montaje para la observación del espectro de EEA del AOS	34
20	Espectro de EEA observado para el AOS por su faceta izquierda	35
21	Arreglo para la observación del espectro de fluorescencia del EDFA	36
22	Espectro de fluorescencia observado para el EDFA	36
23	Espectros traslapados del EDFA y AOS	37
24	Arreglo para la observación del efecto de MCP en el AOS	39
25	Filtrado de la señal a analizar en el AP, a) antes del filtrado y b) después del filtrado	40
26	Observación del cambio de polarización del haz de señal con a) haz de control apagado, b) haz de control encendido	41
27	Esquema utilizado para la instrumentación de la compuerta XOR	42
28	Espectros obtenidos en la instrumentación de la compuerta lógica XOR con a) condición A=0, B=1, b) condición A=1, B=0 y c) condición A=1, B=1	43
29	Esquema utilizado en la medición de la eficacia del efecto de MCP respecto a la longitud de onda de los haces de señal y control	45

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
30	Experimentos realizados para la medición de la eficacia del efecto de MCP en función de las longitudes de onda de las señales de control y datos, con a) haz de señal fijo en 1562 nm, b) haz de señal fijo en 1549 nm.....	46
31	Efecto de MCP observado con el haz de señal en $\lambda = 1562$ nm y el haz de control en 1560 nm	48
32	Parámetros de Stokes obtenidos del haz de señal sintonizado en 1562 nm, haciendo un barrido espectral del haz de control de los 1560 a los 1549 nm. a) Parámetro S0, b) Parámetro S1, c) Parámetro S2 y d) Parámetro S3	50
33	Medición de a) Coeficiente de conversión TE/TM, b) Coeficiente de conversión TM/TE y c) Diferencia de fase entre los modos TE y TM de la guía de onda del amplificador θ_{11} , utilizando los datos de las matrices de Jones obtenidas	52
34	Efecto de MCP observado con el haz de señal en $\lambda = 1549$ nm y el haz de control en 1551 nm	54
35	Parámetros de Stokes medidos del haz de señal sintonizado en 1549 nm, haciendo un barrido espectral del haz de control de los 1551 a los 1560 nm. a) Parámetro S0, b) Parámetro S1, c) Parámetro S2 y d) Parámetro S3	55
36	Medición de a) Coeficiente de conversión TE/TM, b) Coeficiente de conversión TM/TE y c) Diferencia de fase entre los modos TE y TM de la guía de onda del amplificador θ_{11} , utilizando los datos de las matrices de Jones obtenidas	57
37	Esquema utilizado en la medición de la eficacia del efecto de MCP respecto a la polarización de los haces de señal y de control	58
38	Parámetros de Stokes medidos del haz de señal emergente del AOS variando la orientación del EDP del haz de control fijado en 1560 nm. a) Parámetro S0, b) Parámetro S1, c) Parámetro S2 y d) Parámetro S3 ..	60
39	Parámetros de Stokes medidos del haz de señal emergente del AOS variando la orientación del EDP del haz de control fijado en 1556 nm. a) Parámetro S0, b) Parámetro S1, c) Parámetro S2 y d) Parámetro S3 ..	61
40	Parámetros de Stokes medidos del haz de señal emergente del AOS variando la orientación del EDP del haz de control fijado en 1549 nm. a) Parámetro S0, b) Parámetro S1, c) Parámetro S2 y d) Parámetro S3 ..	62
41	Arreglo experimental para la obtención del marco de referencia de polarización	70
42	Arreglo para la medición de la matriz de Jones de un dispositivo óptico de prueba	72
43	Esquema experimental para la medición de las pérdidas en las fibras	74

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Lógica XOR	24
II	Parámetros del analizador de polarización durante la medición del espectro de EEA del AOS	35
III	Parámetros del analizador de polarización durante la medición del espectro de fluorescencia del EDFA	37
IV	Lógica de la operación XOR	44
V	Parámetros en el AEO durante la instrumentación de la compuerta XOR ...	44

I. Introducción

Con el paso de los años, el campo de la computación y las redes de telecomunicaciones han experimentado un crecimiento enorme. Se espera que en los próximos diez años pueda contarse en hogares y oficinas con servicios tales como televisión de alta definición, video correo, audio digital, así como conexiones a internet con interfaces de usuario totalmente gráficas y amigables. Tales aplicaciones requieren de anchos de banda de los sistemas de comunicación que exceden a las actuales redes de comunicación mas rápidas, tales como las de Modo de Transferencia Asíncrono (ATM Asynchronous Transfer Mode) [Borella, et. al., 1997].

La clave para las redes del futuro se encuentra en el campo relativamente joven de las fibras ópticas, ya que provee un enorme ancho de banda y bajas pérdidas. El ancho de banda potencial de las fibras ópticas es de 50 Tb por segundo, cerca de cuatro ordenes de magnitud mayor que la tasa máxima de transmisión que soportan los sistemas electrónicos [Borella, et. al., 1997]. Esto nos da una idea del esfuerzo que deberá realizarse para explotar al máximo las capacidades de las redes de comunicaciones por fibra [Leuthold, et. al., 1998].

La multicanalización por división de longitud de onda (WDM Wavelength-Division Multiplexing) es una técnica muy prometedora para aprovechar mas eficientemente el ancho de banda de la fibra óptica [Lee, et. al., 1997]. En WDM, el espectro de transmisión óptica es dividido en un número de bandas de longitudes de onda (o frecuencias) que no se traslapan, cada una soportando un canal de comunicación operando en un estándar de

comunicación (2.5, 10 ó 20 GB/s). De esta forma, se permite la existencia de múltiples canales coexistiendo en una sola fibra. Además, cada canal de comunicación en WDM puede ser multicanalizado en tiempo (TDM), lo cual representa la utilización aún más eficiente del ancho de banda de la fibra óptica [Lee, et. al.,1997].

Ya que la electrónica encuentra dificultades en altas velocidades [Leuthold, et. al., 1998], los componentes controlados de forma óptica son de gran interés. El éxito de las redes WDM recae fuertemente sobre los componentes totalmente ópticos disponibles, ya que es importante eliminar retardos en etapas de amplificación o control. Estos retardos son ocasionados por la conversión de la señal de información de forma óptica a eléctrica (y viceversa) para su regeneración o re-enrutamiento.

Un dispositivo muy importante en el actual desarrollo de redes WDM, ha sido el Amplificador Óptico de Semiconductor (AOS). Gracias a él, ha sido posible la instrumentación de componentes totalmente ópticos para su utilización en sistemas WDM [Soto (a), et. al., 1998; Soto (b), et. al., 1999; Lee, et. al., 1997].

El AOS está formado por un láser Fabry Perot, al cual se le depositan películas antirreflectoras en las caras de entrada y salida. Con esto, se evita la retroalimentación óptica obteniéndose un amplificador de onda progresiva (TWA – traveling-wave amplifier) [Lee, et.al., 1997]. Interruptores de alta velocidad, multicanalizadores y demulticanalizadores de señales de datos con una señal de control han sido demostrados con amplificadores ópticos de semiconductor controlados en forma totalmente óptica [Leuthold, et. al., 1998]. Así mismo, los AOSs han permitido la concepción de funciones

optoelectrónicas tales como la conversión de longitud de onda, compensación de la dispersión cromática y recuperación de reloj [Soto (b), et. al., 1998].

Un aspecto de gran importancia en la realización de las futuras redes ópticas configurables es la lógica de control totalmente óptica que será necesario utilizar. Respecto a este punto, la compuerta lógica XOR es de particular importancia debido a su utilización en circuitos de decisión y comparación, así como en la generación de patrones pseudoaleatorios y encriptación [Houbavlis, et. al., 1999].

La lógica XOR permite obtener un estado de encendido o apagado en la salida de la compuerta dependiendo de la combinación de estados encendido-apagado de las dos señales de entrada, tal como se muestra en la tabla 1.

Recientemente, esta compuerta lógica fue propuesta utilizando un interferómetro de Sagnac que contiene un AOS en su interior (figura 1) [Houbavlis, et. al., 1999]. Dentro del lazo hay dos acopladores (izquierdo y derecho) muy cercanos al acoplador 50/50 que forma propiamente el lazo de Sagnac, cada uno colocado en el brazo del acoplador principal. Los otros dos brazos del acoplador principal que no intervienen en la formación del lazo son utilizados como puertos de entrada y salida del sistema.

Por el puerto de entrada se introduce la señal óptica digital que se desea controlar con lógica XOR. Esta señal se divide en dos porciones a la salida del acoplador principal, las cuales atraviesan los acopladores izquierdo y derecho ubicados en el interior del lazo, que a su vez introducen dentro del lazo una señal de control (A y B respectivamente).

Las dos señales idénticas de control son pulsos ópticos generados (en un circuito externo al interferómetro) con la cadencia del reloj que rige a la señal de datos. Así, cada

porción de la señal de datos y la correspondiente señal de control en los acopladores internos, pasan por el AOS, atraviesan el acoplador interno opuesto y llegan al acoplador principal.

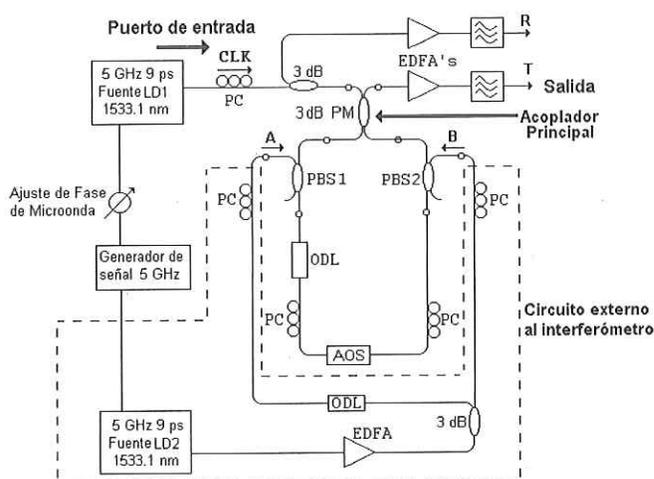


Figura 1. Compuerta lógica XOR utilizando un interferómetro de Sagnac con un amplificador óptico de semiconductor dentro de él.

Es importante señalar que el AOS no se encuentra en el centro del lazo, por lo que una porción de la señal de datos acompañada de su señal de control pasará antes que la otra porción por el AOS. Por lo tanto, cuando cualquiera de las dos señales de control A o B estén presentes, éstas modificarán el índice de refracción del AOS (dada su potencia elevada) justo cuando esté pasando un bit de la porción de la señal óptica correspondiente, dada la sincronía entre señal de datos y las señales de control. De esta manera, si sólo una señal de control está presente, solamente una porción de la señal de datos verá el índice de refracción del AOS modificado, y se obtendrá una interferencia no destructiva en el puerto de salida del acoplador principal (Brazo T). Si las dos señales de control están o no

presentes de manera simultánea, las dos porciones de la señal de datos pasarán por un índice de refracción idéntico dentro del AOS. De esta manera las porciones de la señal de datos siempre llegarán en fase al acoplador principal, y se observará una interferencia destructiva en el puerto de salida. Así, si cualquiera de las señales de control está presente, hay salida de datos, si las dos señales de control están o no presentes no hay salida de datos, y se obtiene la emulación de la compuerta lógica XOR.

Como puede observarse, de la descripción anterior se infiere que la utilización de un lazo de Sagnac implica una implementación bastante complicada y voluminosa, mas aún si se piensa utilizar esta compuerta lógica en óptica integrada.

En este proyecto de tesis, se propone la instrumentación de la compuerta lógica XOR de una forma más sencilla y compacta, utilizando un AOS y un principio de operación no interferométrico, observado por primera vez en el CICESE [Soto (b), et. al., 1999].

I.1 Objetivos

En este proyecto de tesis se propone la realización y caracterización de una compuerta lógica XOR totalmente óptica en estado estático utilizando un efecto de modulación cruzada de la polarización (MCP) dentro de un amplificador óptico de semiconductor.

Los objetivos específicos son:

- Estudio experimental de la eficacia de la MCP en función de las longitudes de onda de las señales de control y de datos.

- Estudio experimental de la eficacia de la MCP en función de las polarizaciones de las señales de control y de datos.
- Instrumentación y caracterización de una compuerta lógica XOR totalmente óptica.
- Realización de una posible explicación congruente que explique el fenómeno de la MCP.

I.2 Organización de la tesis

En el capítulo II se presenta la teoría necesaria para comprender el funcionamiento de los AOS, iniciando con su descripción. Posteriormente se hace una discusión sobre guías de onda dieléctricas, y de los modos de propagación TE y TM en ellas. Se presenta además, la descripción de un estado de polarización (EDP) de la luz, utilizando los parámetros de Stokes, y las matrices de Jones como funciones de transferencia de polarización de un dispositivo óptico. Finalmente, se presentan las particularidades de la operación lógica XOR, así como su tabla de verdad.

En el capítulo III se presentan las caracterizaciones de los dispositivos por utilizar, como son el AOS y las fibras lentilladas para inyección y recuperación.

En el capítulo IV se presentan los experimentos realizados durante este proyecto de tesis, mostrando los arreglos experimentales y describiendo la metodología utilizada. Se presentan los resultados obtenidos, así como el análisis de los mismos.

En el capítulo V se presentan las conclusiones del trabajo de tesis.

óptica (figura 3), obteniéndose un amplificador de onda progresiva (TWA - traveling wave amplifier) [Jungkeun, 1997].

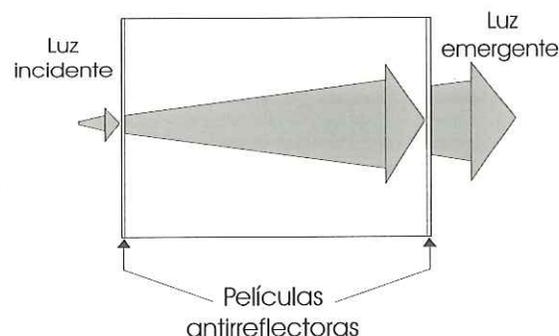


Figura 3. Amplificador de onda progresiva (TWA)

Como puede observarse en la figura 2, el AOS está constituido por una doble heterounión, que proporciona ventajas como el confinamiento de portadores y la formación de una guía de onda en la región activa.

Las heterouniones utilizan materiales con distintas energías de GAP (energías prohibidas) en contraste a las homouniones utilizando semiconductores elementales de silicio o germanio [Verdeyen, 1995]. Las discontinuidades en el diagrama de bandas de energía creadas por dos heterouniones permiten el confinamiento de portadores en una determinada región [Saleh, et. al., 1991], en este caso la región activa.

Los materiales que rodean a la región activa presentan un índice de refracción ligeramente menor, por lo que se conforma una guía de onda óptica.

II.2 Guías de onda ópticas dieléctricas

Una guía de onda dieléctrica está formada por un material con un índice de refracción ligeramente mayor que el de los materiales que lo rodean, logrando el confinamiento de una onda electromagnética mediante múltiples reflexiones internas totales en la frontera de ambos materiales [Saleh, et. al., 1991].

En la figura 4 se muestra una guía de onda dieléctrica con un perfil escalonado del índice de refracción, donde $n_1 > n_2$.

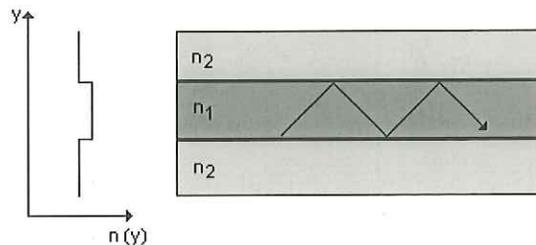


Figura 4. Guía de onda dieléctrica con perfil de índice de refracción escalonado.

Si la guía de onda es bidimensional el principio de confinamiento es el mismo solo que se extiende a dos dimensiones transversales a la propagación.

II.2.1 Modos de propagación TE y TM en la guía de onda

Como se mencionó anteriormente, un rayo óptico puede viajar a través de una guía de onda por reflexiones totales internas. Dependiendo de la orientación del campo eléctrico al desplazarse en la guía pueden definirse tres modos de propagación en ella, considerando polarización lineal de la luz.

Cuando la onda electromagnética viaja con el vector de campo eléctrico perpendicular a la dirección de propagación, se dice que se presenta el modo transversal eléctrico (TE). En este caso, el componente del campo eléctrico en la dirección de propagación es cero ($E_z = 0$) [Saleh, et. al., 1991].

Si el vector perpendicular a la dirección de propagación es el del campo magnético, se tiene modo de propagación transversal magnético (TM). En este caso el vector de campo eléctrico está definido en el plano y-z [Saleh, et. al., 1991]. En la figura 5 se muestran estos modos de propagación.

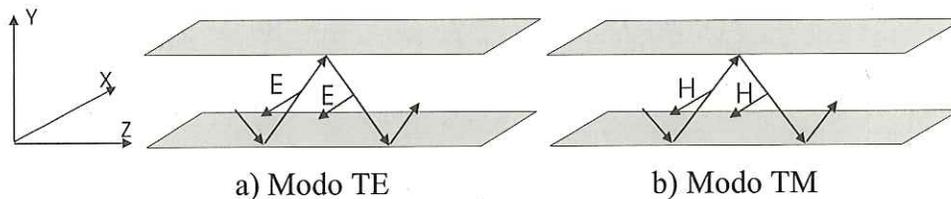


Figura 5. Modos de propagación en la guía de onda, a) Transverso eléctrico TE, b) Transverso magnético TM

Cuando en la dirección de propagación se tienen componentes tanto del campo eléctrico como magnético, se dice que se presenta el modo de propagación transversal electro-magnético (TEM).

II.2.2 Índice efectivo

El vector de onda de cualquier campo electromagnético es siempre relacionado a las propiedades materiales del medio por el que viaja de la forma $k.k = (\omega n/c)^2$. Donde n es el índice de refracción del medio [Verdeyen, 1995].

Esta relación se mantiene aún si la proyección transversal del vector k es imaginaria. En la figura 6 se muestra la relación pitagoreana para los componentes del vector de onda, donde β representa la constante de propagación.

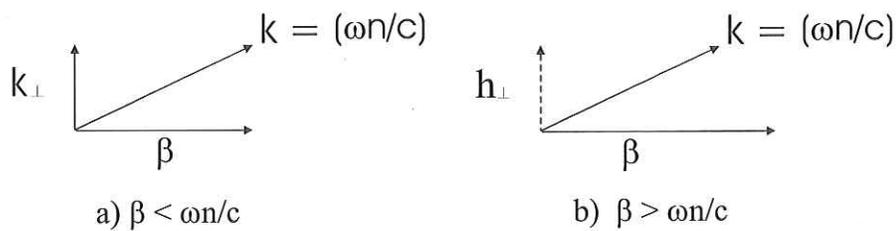


Figura 6. Relación pitagoreana para los componentes del vector de onda.

En el caso mostrado en la figura 6a, $\beta < \omega n/c$ y entonces k_{\perp} puede ser real pero restringido por

$$k.k = (\omega n/c)^2 = [\beta \mathbf{a}_z + k_{\perp} \mathbf{a}_t] \cdot [\beta \mathbf{a}_z + k_{\perp} \mathbf{a}_t] = \beta^2 + k_{\perp}^2 \quad (1)$$

$$k_{\perp}^2 = (\omega n/c)^2 - \beta^2$$

Si β es mas grande que $\omega n/c$ como se indica en la figura 6b, entonces el componente transversal (denotado ahora como h_{\perp}) de k debe ser imaginario (exponencialmente creciendo o decayendo) para que la relación Pitagoreana se conserve:

$$k.k = (\omega n/c)^2 = \beta^2 + h_{\perp}^2 \quad (2)$$

$$h_{\perp}^2 = (\omega n/c)^2 - \beta^2 \quad (h_{\perp}^2 \text{ imaginario})$$

De acuerdo con esto, si el propósito de la estructura como la mostrada en la figura 7 es guiar un modo electromagnético por la región 2, entonces la solución trigonométrica (fig. 6a) es apropiada para la región 2, y el caso mostrado en la figura 6b (ecuación 2) se aplica para las regiones 1 y 3. Es decir, que parte de la luz viaja en los materiales que rodean a la guía de onda en forma de onda evanescente, decayendo exponencialmente su intensidad conforme se aleja de la región 2.

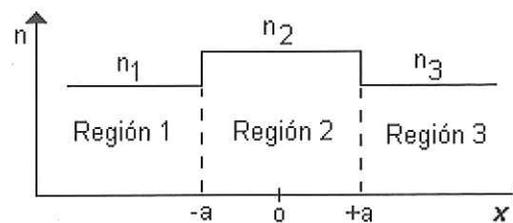


Figura 7. Perfil del índice de refracción en una heterounión.

En cualquier caso, la misma constante de propagación " β " debe describir el cambio de fase a lo largo de z en las tres regiones. Por lo tanto, se encuentra inmediatamente que β está restringida por la relación Pitagoreana que obedece la siguiente desigualdad:

$$\frac{\omega}{c} n_{1,3} < \beta < \frac{\omega}{c} n_2, \quad (3)$$

o también

$$n_{1,3} < \frac{\beta}{(\omega/c)} < n_2, \quad (4)$$

donde la relación $\beta/(\omega/c)$ es llamada índice efectivo (n_{eff}). De acuerdo con esto, la constante de propagación de un modo en una guía de onda puede representarse por la relación $\beta = \omega n_{\text{eff}}/c$, donde ω es la frecuencia angular y c la velocidad de la luz.

II.3 Polarización

El estado de polarización (EDP) se define básicamente como la figura descrita por la punta del vector de campo eléctrico al propagarse la onda electromagnética, considerando como punto de observación un punto hacia el cual se dirige la oscilación [Hecht, et. al., 1986]. El EDP que presenta una onda electromagnética pueden ser lineal, elíptico o circular. Aunque en realidad, los estados lineal y circular pueden representarse como casos particulares de un EDP elíptico, con elipticidad cero y uno respectivamente.

a) Polarización Lineal. En este tipo de polarización el vector de campo eléctrico mantiene su dirección constante al propagarse, y sólo varían su magnitud y signo a través del tiempo. Es decir, el plano de vibración se mantiene constante durante la propagación de la onda.

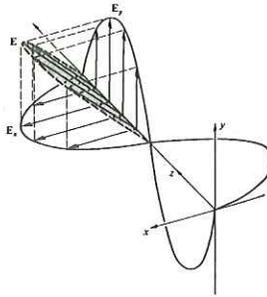


Figura 8. Polarización lineal a -45 grados

Un estado de polarización lineal puede representarse como la superposición de dos componentes de campo eléctrico E_y y E_x propagándose en fase, es decir, sus máximos y mínimos se presentan en el mismo punto del eje z (dirección de propagación). Esto se muestra en la figura 8. En el caso donde $E_y = 0$, solo se tendrá componente en el eje x , por lo que el estado de polarización será lineal horizontal. De igual forma, cuando $E_x = 0$, se tendrá un estado de polarización lineal vertical. Cuando se presentan ambos componentes, el estado de polarización resultante estará orientado en la misma dirección que la suma vectorial de los componentes E_x y E_y . En el caso donde las magnitudes de E_x y E_y sean iguales se tendrá un EDP lineal orientado a 45° ó -45° , como el mostrado en la figura 8. La dirección del EDP puede cambiarse de 45° a -45° , o viceversa, desfasando 180° uno de los componentes del campo eléctrico (\mathbf{E}).

Cuando existe un retardamiento relativo entre los componentes E_x y E_y (ya no están en fase) el vector de campo eléctrico \mathbf{E} (suma geométrica $E_x + E_y$) no permanece en un solo plano, describiéndose un EDP elíptico o circular, dependiendo de las magnitudes de los componentes y su retardamiento relativo.

b) Polarización Circular. Cuando la amplitud escalar del campo eléctrico es constante pero su dirección es variable con el tiempo se tiene polarización circular. La figura 9 muestra este tipo de polarización.

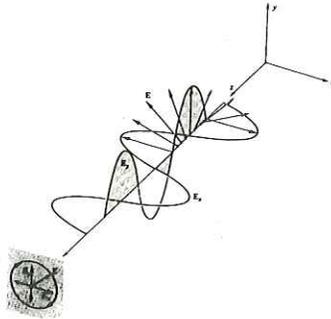


Figura 9. Polarización circular

En un EDP circular los componentes de campo E_x y E_y tienen la misma magnitud y presentan un retardamiento relativo de 90° ($\pi/4$ en radianes).

c) Polarización elíptica. Como se mencionó anteriormente, las polarizaciones lineal y circular se pueden considerar como casos particulares de la luz polarizada elípticamente.

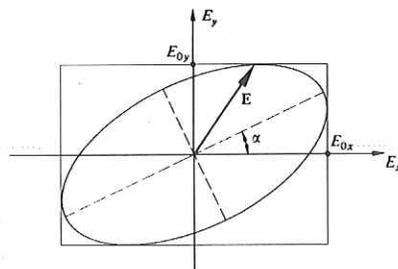


Figura 10. Polarización elíptica

Un EDP elíptico se obtiene cuando los componentes E_x y E_y tienen un retardamiento relativo distinto a 90 grados y sus magnitudes son diferentes.

II.3.1 Parámetros de Stokes

La representación moderna de la luz polarizada tuvo sus orígenes en 1852 en el trabajo de G. G. Stokes. El introdujo cuatro cantidades que son funciones observables de la onda electromagnética y se conocen ahora como los parámetros de Stokes [Hecht, et. al., 1986]. El estado de polarización de un haz de luz (bien sea no polarizada, parcial o totalmente polarizado) se puede describir en términos de estas cantidades.

El vector de Stokes está descrito por los términos S_0 , S_1 , S_2 y S_3 . S_0 es simplemente la intensidad de la onda incidente, mientras que S_1 , S_2 y S_3 especifican el estado de polarización. S_1 refleja la tendencia de la polarización para asemejarse a un estado P (polarización) lineal horizontal (cuando $S_1 > 0$) o a uno vertical (en cuyo caso $S_1 < 0$). Cuando la polarización del haz no muestra una orientación preferencial con respecto a esos ejes ($S_1 = 0$), ésta puede ser elíptica a $\pm 45^\circ$ o circular, o bien, el haz puede estar no polarizado. Similarmente S_2 implica una tendencia de la luz a asemejarse a un estado P lineal orientado bien sea en la dirección $+45^\circ$ (cuando $S_2 > 0$) o en la dirección -45° (cuando $S_2 < 0$) o en ninguna de las dos ($S_2 = 0$). En forma muy parecida S_3 revela una tendencia del haz a tener un EDP circular derecho ($S_3 > 0$), circular izquierdo ($S_3 < 0$) o ninguno de los dos ($S_3 = 0$) [Hecht, et. al., 1986].

II.3.2 Grado de polarización

Como se mencionó anteriormente, un haz luminoso puede estar no polarizado (luz natural), parcialmente polarizado o totalmente polarizado.

El grado de polarización se define como la relación entre la intensidad de la luz polarizada entre la intensidad total del haz. Es decir que este parámetro permite conocer el porcentaje de intensidad luminosa de un haz que está parcialmente polarizado.

Para luz parcialmente polarizada se puede demostrar que el grado de polarización está dado por [Hetch, 1986]:

$$\text{DOP} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (5)$$

II.3.3 Matriz de Jones

Otra representación de la luz polarizada que complementa la de los parámetros de Stokes fue inventada en 1941 por el físico americano R. Clark Jones. La técnica que desarrolló tiene las ventajas de ser aplicable a haces coherentes y al mismo tiempo de ser muy concisa. Sin embargo, al contrario del formalismo anterior, es aplicable solamente a las ondas polarizadas [Hetch, et. al., 1986]. Escrito en forma de columna, este vector es

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix} \quad (6)$$

donde $E_x(t)$ y $E_y(t)$ son las componentes escalares instantáneas del campo eléctrico (\mathbf{E}).

Una matriz de Jones es una matriz compleja de dimensiones 2x2 que describe la función de transferencia de polarización de un componente óptico a una longitud de onda

específica. La matriz de Jones de un componente óptico, puede ser utilizada para predecir el estado de polarización (EDP) de una salida óptica dado un EDP específico de una señal de entrada [HP, 1994].

Para obtener la descripción matemática del EDP de un haz emergente de un elemento óptico, basta con multiplicar el vector de Jones que describe el EDP incidente por la matriz de Jones del dispositivo

$$\begin{bmatrix} E_{ox}(t) \\ E_{oy}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix}(t) \\ E_{iy}(t) \end{bmatrix} \quad (7)$$

donde $E_{ix}(t)$ y $E_{iy}(t)$ son las componentes escalares instantáneas de \mathbf{E} incidente, y $E_{ox}(t)$ y $E_{oy}(t)$ las del campo emergente o transmitido. Los elementos J_{ij} representan la matriz de Jones del dispositivo en cuestión [Azzam, et. al., 1979].

Como ya se mencionó, la matriz de Jones predice el EDP de un haz que emerge de un dispositivo en función de un EDP de entrada. Pero también proporciona información más específica de los cambios que el dispositivo produce en los componentes de campo eléctrico E_x y E_y , como se verá a continuación.

Realizando el producto de matrices representado en (7) resultan un par de ecuaciones de la forma:

$$E_{ox} = E_{ix}J_{11} + E_{iy}J_{12} \quad (8)$$

$$E_{oy} = E_{ix}J_{21} + E_{iy}J_{22} \quad (9)$$

A partir de estas ecuaciones pueden definirse cada uno de los elementos J_{ij} de la matriz de Jones en función de los componentes de campo eléctrico (E_x y E_y) del haz que

incide y que posteriormente emerge del dispositivo óptico en cuestión. Si el haz incidente es linealmente polarizado, con su campo eléctrico oscilando en el eje x (es decir $E_{iy} = 0$), los elementos J_{11} y J_{21} están dados por:

$$J_{11} = \left[\begin{array}{c} E_{ox} \\ E_{ix} \end{array} \right]_{E_{iy}=0} \quad (10)$$

$$J_{21} = \left[\begin{array}{c} E_{oy} \\ E_{ix} \end{array} \right]_{E_{iy}=0} \quad (11)$$

La ecuación 10 muestra que J_{11} es determinado por la amplitud del campo eléctrico de salida E_{ox} , con respecto al campo de entrada E_{ix} ; mientras que la ecuación 11 muestra que J_{21} es determinado por la amplitud del campo de salida E_{oy} , respecto al campo de entrada E_{ix} . Esto cuando $E_{iy}=0$. De igual forma, si el haz óptico incidente es linealmente polarizado en el eje y ($E_{ix}=0$), los elementos J_{12} y J_{22} son determinados, de acuerdo con las ecuaciones 8 y 9, por:

$$J_{12} = \left[\begin{array}{c} E_{ox} \\ E_{iy} \end{array} \right]_{E_{ix}=0} \quad (12)$$

$$J_{22} = \left[\begin{array}{c} E_{oy} \\ E_{iy} \end{array} \right]_{E_{ix}=0} \quad (13)$$

Las ecuaciones 12 y 13 muestran que J_{12} y J_{22} están determinados por la amplitud de los campos de salida E_{ox} y E_{oy} , con respecto al campo de entrada E_{iy} respectivamente [Azzam, et. al., 1979].

Si se desea normalizar la matriz de Jones de tal forma que el elemento J_{22} sea igual a uno, entonces es necesario multiplicar todos los elementos J_{ij} por el recíproco del término J_{22} :

$$\frac{1}{J_{22}} = \left[\frac{E_{iy}}{E_{oy}} \right]_{E_{ix}=0} \quad (14)$$

Haciendo la multiplicación de cada término J_{ij} por la expresión 14, la matriz de Jones normalizada respecto a J_{22} queda:

$$\frac{J}{J_{22}} = \begin{bmatrix} \left[\frac{E_{ox}}{E_{ix}} \right]_{E_{iy}=0} \left[\frac{1}{J_{22}} \right] & \left[\frac{E_{ox}}{E_{oy}} \right]_{E_{ix}=0} \\ \left[\frac{E_{oy}}{E_{ix}} \right]_{E_{iy}=0} \left[\frac{1}{J_{22}} \right] & 1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

A partir de la expresión 15 puede obtenerse la relación J_{21}/J_{11} de la forma:

$$\frac{J_{21}}{J_{11}} = \frac{\left[\frac{E_{ox}}{E_{ix}} \right]_{E_{iy}=0} \left[\frac{1}{J_{22}} \right]}{\left[\frac{E_{oy}}{E_{ix}} \right]_{E_{iy}=0} \left[\frac{1}{J_{22}} \right]} = \left[\frac{E_{oy}}{E_{ox}} \right]_{E_{iy}=0} \quad (16)$$

o bien

$$\left| \frac{J_{21}}{J_{11}} \right|^2 = \left| \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \right|_{E_{iy}=0}^2 \quad (17)$$

A la relación mostrada en la ecuación 17 se le llama coeficiente de acoplamiento TE/TM ($c_{TE/TM}$). Esta relación expresa la magnitud del campo eléctrico que emerge con orientación en y del dispositivo en cuestión (modo TM), respecto a la magnitud de campo

que emerge orientado en x (modo TE). Esto cuando el EDP del haz incidente al dispositivo, es lineal y en coincidencia con el eje x (modo TE). En otras palabras, esta relación representa la magnitud del acoplamiento del modo TE a TM del dispositivo.

Similarmente, el acoplamiento del modo TM a TE del dispositivo lo da la magnitud al cuadrado del elemento J_{12} de la matriz normalizada, de la forma

$$c_{TM/TE} = |J_{12}|^2 = \left| \frac{E_{ox}}{E_{oy}} \right|_{E_{ix}=0}^2 \quad (18)$$

El elemento J_{11} de la matriz normalizada (ecuación 15) está constituido por el producto de dos factores complejos. La fase del factor de la izquierda representa el retardo angular que sufriría un campo eléctrico (E) que incide en el material presentando un EDP lineal y orientado en x ($E_{iy=0}$), propagándose y emergiendo del material en el mismo eje. Similarmente, la fase del factor de la derecha representa el inverso del retardo angular que sufriría un campo eléctrico (E) que incide en el material presentando un EDP lineal y orientado en y ($E_{ix=0}$), propagándose y emergiendo del material en el mismo eje. De acuerdo con lo anterior, la fase del elemento J_{11} de la matriz de Jones normalizada (ecuación 18) representa la diferencia de fases entre los modos TE y TM de la guía de onda del amplificador, denotada como θ_{11} .

Es importante aclarar que la obtención de los coeficientes de acoplamiento y de la diferencia de fase entre modos presentada, es válida únicamente para la matriz de Jones normalizada de la forma descrita anteriormente. En el desarrollo experimental de este trabajo de tesis, se mencionará la importancia de tal normalización.

II.4 Efecto de Modulación Cruzada de la Polarización (MCP)

El término birrefringencia se aplica para describir el hecho de que algunos materiales exhiben dos índices de refracción diferentes [Hecht, et. al., 1986]. Esto significa que se tiene un índice de refracción para el eje x y otro distinto para el eje y en el plano de propagación de la luz en el material, lo que implica un retardo relativo entre los componentes ortogonales del campo eléctrico (E_x y E_y) que viaja en el material. Si a un material birrefringente se le hace incidir un haz de luz con su EDP lineal y en coincidencia con uno de los ejes propios del material (x ó y), el EDP del haz se mantiene inalterado durante su propagación en el material. Esto es debido a que el haz solo “ve” el índice de refracción que presenta el eje del material con el cual coincide la orientación su EDP lineal. Ahora, si el EDP del haz incidente es por ejemplo lineal y orientado a 45 grados (ó -45°) respecto al eje x , se tendrán dos componentes de campo eléctrico de la misma magnitud, como se muestra en la figura 8. Debido a la birrefringencia del material, cada componente será afectado por un índice de refracción distinto, lo cual ocasionará un retardo de fase diferente para cada componente. De esta forma se altera el EDP del haz que incidió, resultando un nuevo EDP el cual depende de las magnitudes de los índices de refracción del material, y de la longitud del mismo en la dirección de propagación del haz.

El amplificador óptico de semiconductor presenta birrefringencia natural en los ejes propios de la guía de onda. De tal forma, que si se le inyecta un haz luminoso con polarización lineal en coincidencia con uno de sus ejes propios, debe suponerse que la polarización del haz emergiendo del AOS se encuentra inalterada. Sin embargo, esto no es completamente cierto para el amplificador [Soto (a), et. al., 1999]. Se observó un fenómeno

al hacer incidir en el AOS un haz polarizado linealmente y en coincidencia con uno de los ejes propios de la guía de onda del amplificador (TE por ejemplo). Al incrementar la potencia del haz incidente, la polarización emergente del AOS sufrió una rotación y dejó de ser lineal (figura 11). Esto indica que los ejes propios de la guía de onda ya no lo son más y aparecen ejes nuevos inducidos [Soto (b), et. al., 1999].

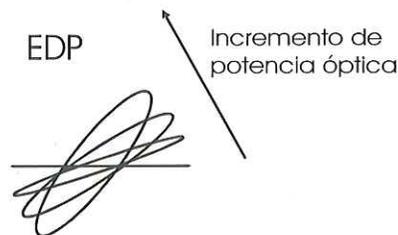


Figura 11. Fenómeno de rotación de la polarización observado en el AOS

Es posible utilizar este fenómeno para modificar el EDP de un haz en la guía de onda del amplificador variando la potencia óptica de un segundo haz presente en el AOS. A esta modificación del EDP de un haz presente en la guía de onda del amplificador debida a las variaciones de potencia de un segundo haz se le llama Modulación Cruzada de la Polarización (MCP). Esto debido a que el segundo haz, con sus variaciones de potencia, modula el EDP del primer haz.

II.4.1 Lógica XOR utilizando el efecto de MCP

En este proyecto de tesis, se propone la instrumentación de una compuerta lógica XOR totalmente óptica, utilizando un efecto de modulación cruzada de la polarización

(MCP) dentro de un AOS. El principio consiste en inyectar dos rayos de distinta longitud de onda simultáneamente en el AOS, ambos de potencia suficiente para inducir el efecto de MCP. Las polarizaciones de ambos rayos son controladas antes de entrar al AOS de manera que en la salida de éste se tengan dos rayos con la misma polarización lineal horizontal, coincidiendo por ejemplo con el modo fundamental TE de la guía de onda del amplificador. El efecto de MCP se observa cuando uno de los haces es extinguido, lo cual modifica fuertemente la polarización del otro haz, rotándola y perdiendo su linealidad.

El efecto de MCP puede ser utilizado para instrumentar una compuerta XOR. Si en la salida del amplificador se coloca un polarizador, cuando las dos señales estén en “1” lógico (encendidas) se ajustan sus polarizaciones para que sean rechazadas por el polarizador de salida y se obtenga un “0” lógico en la salida de la compuerta. En el caso donde únicamente una de las señales esté en alto, su estado de polarización cambiará del estado lineal que tenía cuando la otra señal también estaba en alto. Entonces pasará por el polarizador de salida y se obtendrá el “1” lógico en la salida del polarizador, como lo define la lógica XOR, que se muestra en su tabla de verdad (Tabla I). Cuando las dos señales estén en bajo (apagadas), evidentemente no hay señal de salida posterior al polarizador, emulándose la primera condición de la lógica XOR.

Tabla I. Lógica XOR

Señal A	Señal B	Salida (XOR)
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

III. Caracterización de componentes

Antes de realizar los experimentos mencionados en los objetivos de este trabajo de tesis es muy importante realizar la caracterización de los componentes que se utilizarán, así como describir el funcionamiento del equipo necesario en el trabajo de laboratorio, lo cual se realiza en este capítulo.

III.1 Caracterización de los perfiles de intensidad óptica emitida por el AOS y una fibra óptica estándar lentillada para la obtención de las pérdidas por inserción al AOS

Debido a la importancia que representan una buena inyección y recuperación de los haces láser en el Amplificador Óptico de Semiconductor (AOS), es importante conocer el ángulo de aceptación que tiene la guía de onda del amplificador para obtener las menores pérdidas posibles por acoplamiento. Para esto, se realiza la caracterización del patrón de emisión espontánea amplificada que emerge de las facetas del AOS y el perfil de intensidad emitida por la fibra lentillada que se utilizará en el acoplamiento de los haces láser en el AOS.

El AOS utilizado es de doble heterounión compuesta de InGaAsP/InP, con una región activa de 1.5 mm de longitud aproximadamente y una sección transversal de 3 μm de espesor por 250 nm de ancho. La construcción del amplificador es de tal forma que su guía de onda forme un ángulo de 7° respecto a las facetas del mismo, esto para reducir aún más la reflectividad [Maldonado, 1998]. Este amplificador de semiconductor será el mismo que se utilizará en toda la etapa experimental de este trabajo de tesis.

Se implementó el arreglo mostrado en la figura 12, para medir el perfil de potencia óptica emitida por el AOS debido a la emisión espontánea amplificada (EEA). En el arreglo, se observa una montura con movimiento en tres dimensiones (3D) sobre la cual se coloca un fotodetector de Germanio (Thorlabs B2297-04) con un área sensible de 0.2 mm^2 que nos permite tener una buena resolución del perfil a obtener.

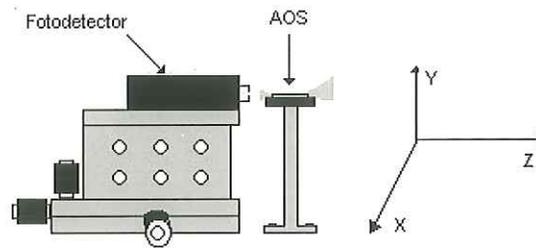


Figura 12. Implementación para la caracterización del perfil de emisión del AOS

El amplificador se alimentó con una corriente de 500 mA, suministrada por una fuente de corriente Lighthwave LDX-3620. Se colocó el fotodetector a una distancia aproximada de 5 mm de la faceta del AOS (lado izquierdo), estimada con una regla métrica. Manteniendo esa separación (posición en el eje Z) se hizo un barrido en el plano transversal que consistió en 27 pasos en el eje X y 13 pasos en el eje Y, con una longitud de 0.5 mm por paso en ambos ejes.

El perfil de emisión obtenido para el AOS se muestra en la figura 13, en dos perspectivas diferentes. En el perfil del lado derecho, se observa claramente la obstrucción producida por la montura sobre la cual descansa el amplificador, esto entre los puntos 11 y 14 del eje Y (vertical), donde hay una deformación súbita del perfil de intensidad.

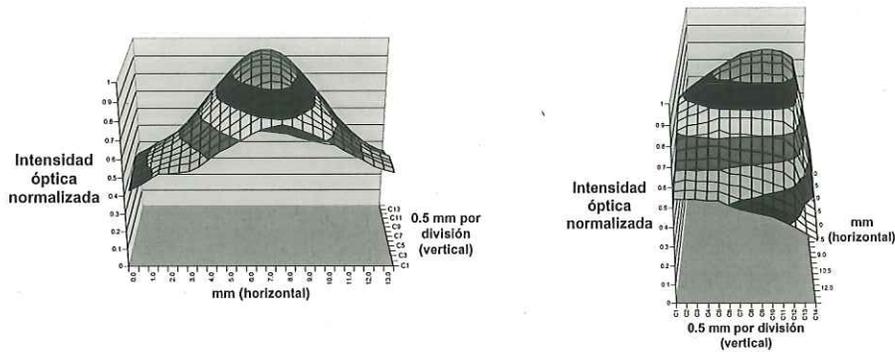


Figura 13. Perfil de intensidad óptica debido a la EEA emitida por el AOS.

Como se mencionó antes, el perfil de emisión espontánea amplificada emergente del láser se observó sólo en la faceta izquierda del AOS, esto debido a que por la disposición del AOS en la base metálica sobre la cual está colocado no fue posible su medición por el lado derecho. Sin embargo, se consideró que el patrón de radiación es el mismo para ambas facetas.

También se realizó la caracterización del perfil de emisión de una fibra lentillada estándar que será utilizada para la inyección óptica dentro del AOS. Para esto, se implementó el arreglo mostrado en la figura 14, que consta de una montura con movimiento en tres dimensiones (3D) sobre la cual se coloca un fotodetector de Germanio (Thorlabs B2297-04) con un área sensible de 0.2 mm^2 .

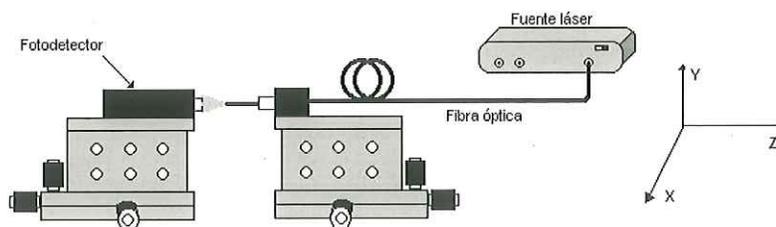


Figura 14. Montaje para la obtención del perfil de emisión de la fibra estándar lentillada.

El fotodetector se posicionó a una distancia aproximada de 5 mm de la lentilla de la fibra. La fibra lentillada se alimentó con una fuente láser New Focus 6262 emitiendo a una longitud de onda de 1558 nm, y manteniendo esa separación (posición en el eje Z) se hizo un barrido en el plano transversal que consistió en 27 pasos en el eje X y 15 pasos en el eje Y, con una longitud de 0.5 mm por paso en ambos ejes. El perfil de emisión obtenido se muestra en la figura 15.

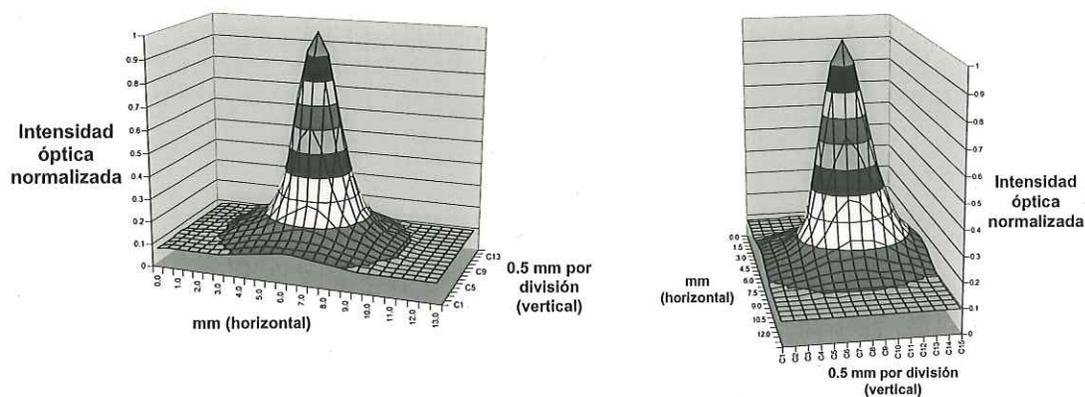


Figura 15. Perfil de intensidad óptica emitida por la lentilla de la fibra estándar

Comparando los perfiles de emisión del AOS y de la fibra lentillada, puede inferirse que las pérdidas por inserción al amplificador deben ser igual a cero, ya que se observa mayor directividad en la emisión de la fibra. Aunque debe considerarse que en el AOS no toda la luz viaja por la región activa (guía de onda), ya que una parte se propaga como onda evanescente en el material que la rodea, como se mencionó en el capítulo II. Por lo anterior, éste no es un método totalmente exacto para estimar las pérdidas, pero nos da una muy buena aproximación.

III.2 Obtención de las pérdidas por recuperación del AOS a la fibra lentillada

Se mencionó que los esquemas experimentales en este proyecto de tesis se basan en fibras lentilladas de inyección y de recuperación en el AOS, por lo que también es importante estimar las pérdidas por recuperación que se presentarán. El esquema utilizado en esta caracterización se muestra en la figura 16. Primeramente, se capturó la mayor potencia óptica posible utilizando el arreglo mostrado en 16a, en el que se ve al AOS sobre una base metálica, un microobjetivo (40X, 0.65 NA) fijado en una montura 3D a una distancia aproximada de 3 mm de la faceta izquierda del AOS y un medidor de potencia óptica (OPM 1 Noyes Fiber System). Con este arreglo la potencia máxima capturada fue de 3.3 dBm.

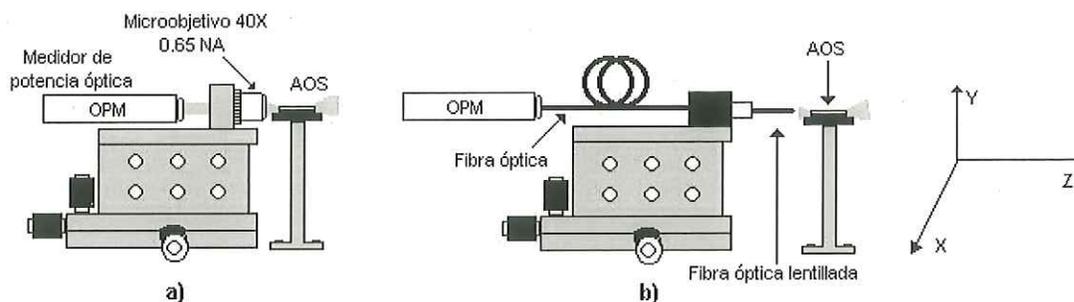


Figura 16. a) Captura de potencia óptica utilizando un microobjetivo 40X (0.65 NA),
b) Captura de potencia óptica utilizando una fibra lentillada

Posteriormente, se cambió el microobjetivo por una fibra estándar lentillada colocada sobre una férula fija en la montura 3D, ajustándose su posición respecto a la faceta izquierda del AOS hasta lograr el mayor acoplamiento de EEA posible. La máxima potencia medida en este arreglo con la fibra estándar fue de -0.5 dBm, y utilizando una

fibra birrefringente fue de -5.0 dBm. Para obtener las pérdidas por recuperación del AOS (P_{rec}) es necesario considerar las pérdidas por las fibras (P_f), las cuales se refieren a la luz que escapa de la fibra por un mal guiado de la luz en ella, ocasionado por dobleces o fracturas en la misma. Las pérdidas que aquí se mencionan son las ocasionadas por las fibras lentilladas utilizadas en la inyección y recuperación de los haces en el amplificador. El procedimiento utilizado para su estimación se presenta en el apéndice C.

Las pérdidas para las fibras medidas fueron de 2.4 dB para la fibra estándar y de 3.3 dB para la fibra birrefringente. Por lo tanto, las pérdidas por recuperación se obtienen con la relación

$$P_{rec} = P_M - P_L - P_F$$

donde P_{rec} son las pérdidas por recuperación del AOS a la fibra lentillada, P_M es la potencia óptica medida en dBm con el arreglo que incluye el microobjetivo (4a), P_L es la potencia óptica en dBm medida utilizando el arreglo con la fibra lentillada (4b) y P_F son las pérdidas de la fibra. Utilizando esta relación las pérdidas por recuperación obtenidas son de 1.4 dB para la fibra estándar lentillada y de 4.5 dB para la fibra birrefringente lentillada.

III.3 Caracterización de los ejes propios de una fibra birrefringente lentillada

Como se mencionó anteriormente, una fibra birrefringente tiene un eje de propagación lento y uno rápido, los cuales son fácilmente identificables con un microscopio si la fibra está clivada en uno de sus extremos. El problema surge al querer identificar los ejes en el extremo de la fibra que se encuentra lentillada, ya que no son observables con un

microscopio, por lo que es necesario realizar una caracterización para identificarlos. Esta caracterización es importante ya que en los experimentos es necesario conocer la polarización a la entrada del AOS, lo cual es posible lograr utilizando las fibras birrefringentes son sus ejes perfectamente definidos en la lentilla.

En los experimentos se utilizó fibra birrefringente de la llamada “corbata de moño”. La vista en un corte transversal se presenta en la figura 17. El eje lento es el que presenta los esfuerzos mecánicos aplicados durante la fabricación, cuya peculiar forma le dan el nombre a la fibra.

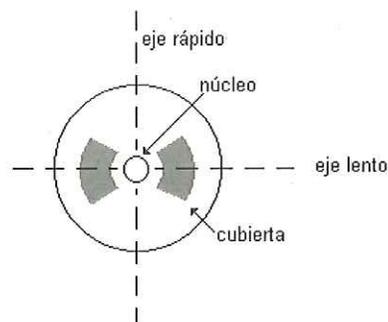


Figura 17. Corte transversal de una fibra birrefringente “corbata de moño”.

El arreglo utilizado en la caracterización es el que se muestra en la figura 18. En el diagrama, la propagación de la luz es de izquierda a derecha. El haz óptico se obtiene de una fuente láser que se acopla por fibra a una lentilla de GRIN que colima el haz. Posteriormente se tiene un arreglo en espacio libre en el cual se coloca un polarizador lineal, lo que permite acoplar el haz polarizado linealmente en la fibra birrefringente con la ayuda de un microobjetivo de 20X.

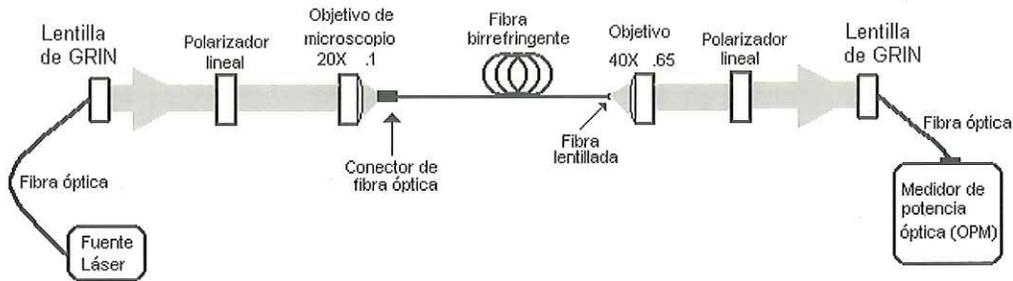


Figura 18. Arreglo experimental para la caracterización de los ejes rápido y lento de una fibra birrefringente lentillada.

El polarizador mencionado se ajusta a una orientación tal que la polarización lineal sea acoplada en coincidencia con el eje rápido de la fibra birrefringente a caracterizar (puede usarse de igual manera el eje lento). Esto es posible porque en este extremo los ejes son visibles utilizando un microscopio. El otro extremo de la fibra se encuentra lentillado, por lo que es necesario otro arreglo en espacio libre para realizar la caracterización con un segundo polarizador. Sabemos que la polarización del haz que emerge de la lentilla de la fibra será lineal y en coincidencia con el eje rápido de la fibra. Esto debido a que la polarización es preservada por coincidir con uno de los ejes propios de la fibra. De tal forma que, para identificar la orientación del eje lento en la lentilla se buscó la posición angular del segundo polarizador en la cual se obtuviese la mayor extinción del haz emergente de la fibra, medida en el OPM. En ese momento se tuvo el eje lento de la fibra alineado con el eje de pasada del segundo polarizador. Posteriormente, se giró la lentilla con el fin de colocar el eje rápido con orientación horizontal y el eje lento con orientación vertical.

IV. Mediciones y análisis de resultados

Como se mencionó con anterioridad, el efecto de MCP dentro de un AOS permite la instrumentación de la lógica XOR totalmente óptica utilizando un principio de operación no interferométrico y un arreglo experimental considerablemente más sencillo que los propuestos hasta hoy. De ahí la importancia de hacer una caracterización completa del fenómeno para su total comprensión y modelado. En este capítulo se muestran experimentos realizados con el fin de estudiar la eficacia del efecto de MCP en el AOS en función de las longitudes de onda y polarizaciones de las señales de entrada.

IV.1 Observación de los espectros de fluorescencia del EDFA y de emisión espontánea amplificada del AOS

En la caracterización del efecto de MCP obviamente es importante asegurarse de que este efecto se encuentre presente durante la experimentación, de ahí que las potencias de las señales de entrada deben tener un nivel adecuado para inducir el efecto de manera visible. Los láseres que se utilizarán no proporcionan un nivel de potencia, que después de las pérdidas sufridas a través del arreglo experimental, induzcan considerablemente el efecto en el AOS, por lo que es necesaria la utilización de un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA por sus siglas en inglés) para conseguirlo.

Durante la experimentación es imperativo mantener constantes las potencias de las señales ópticas que se introduzcan al AOS, ya que es importante que no se presenten variaciones en el efecto debidos a fluctuaciones de potencia. Por lo anterior, es necesario conocer el ancho de banda, o ventana espectral, en el cual el EDFA proporciona una

ganancia aproximadamente constante, y por supuesto, también es importante conocer el espectro de EEA del AOS, el cual nos da una idea muy aproximada del espectro de ganancia del amplificador.

Para la observación del espectro de EEA del AOS se utilizó el arreglo mostrado en la figura 19, donde se muestra al amplificador de semiconductor colocado sobre una base metálica. El AOS es alimentado por una fuente de corriente Lighthwave LDX-3620 que suministra 500 mA.

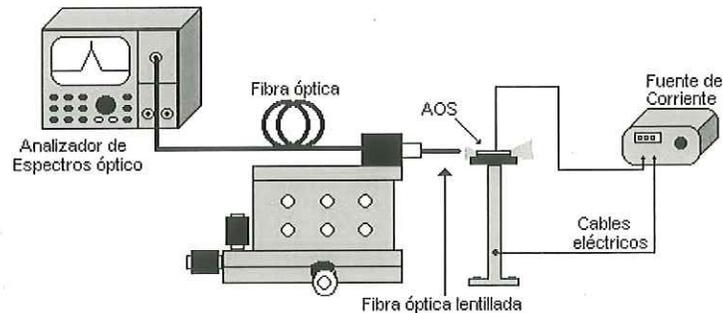


Figura 19. Montaje para la observación del espectro de EEA del AOS

La emisión espontánea amplificada (EEA) emergente de la faceta izquierda del AOS es capturada utilizando una fibra estándar lentillada introducida dentro de una férula metálica, la cual a su vez descansa sobre una montura de traslación xyz. En el otro extremo de la fibra lentillada se conecta el analizador de espectros óptico HP70951B el cual despliega el espectro de EEA del amplificador.

El espectro observado para el AOS se muestra en la figura 20, donde se aprecia que el pico de ganancia del AOS se encuentra en los 1560 nm aproximadamente .

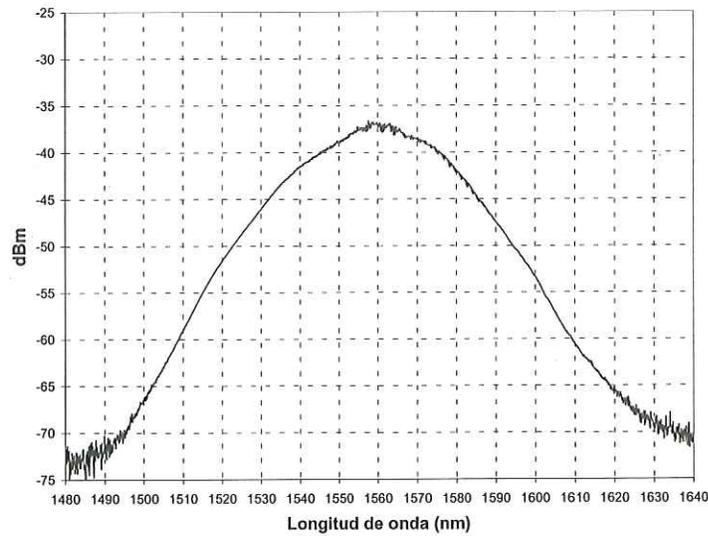


Figura 20. Espectro de EEA observado para el AOS por su faceta izquierda

Los parámetros del analizador de espectros óptico durante la medición se muestran en la tabla II.

Tabla II. Parámetros del analizador de polarización durante la medición del espectro de EEA del AOS

Ventana espectral	Longitud de onda central	Nivel de referencia	dB/ div	Resolución	Sensibilidad
160 nm	1560 nm	- 30 dBm	5	0.1 nm	- 60 dBm

Para la medición del espectro de fluorescencia del EDFA se utilizó el arreglo mostrado en la figura 21. El cual consiste simplemente en introducir el haz de un láser sintonizado en los 1571 nm (fuera del espectro de ganancia), y en la fibra óptica de salida conectar el analizador de espectros ópticos. En este caso es necesario introducir una señal óptica al EDFA debido a que este aparato cuenta con un sistema que no enciende el

bombeo óptico a la fibra contaminada con erbio hasta que se introduce una potencia óptica de -8 dBm aproximadamente en la entrada del amplificador de fibra. Sin la presencia del bombeo óptico no es posible observar el espectro de la emisión espontánea amplificada.

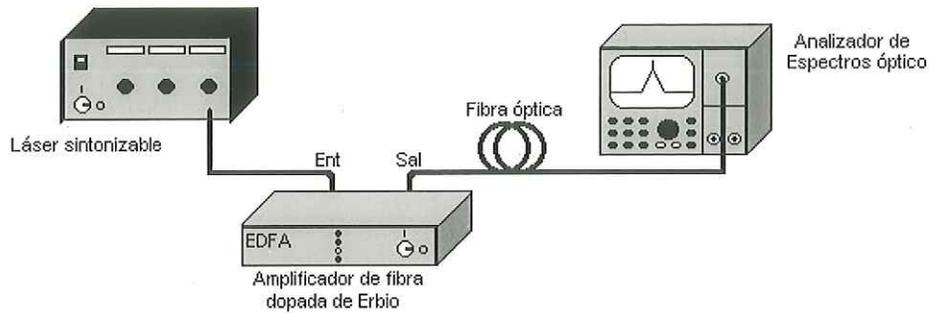


Figura 21. Arreglo para la observación del espectro de fluorescencia del EDFA

El espectro de fluorescencia observado para el EDFA se muestra en la figura 22.

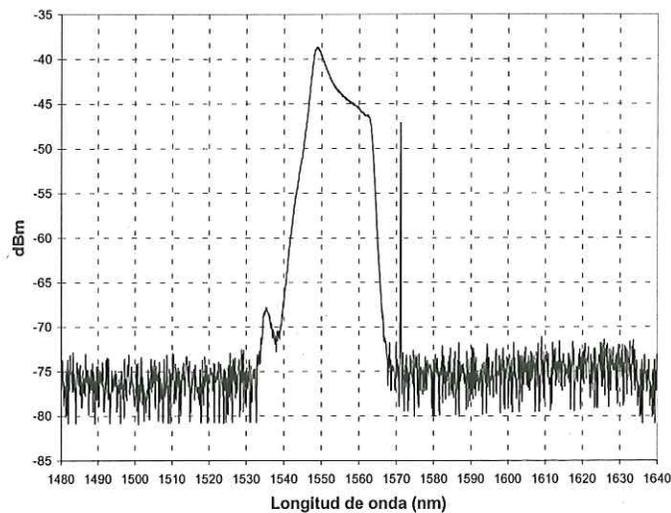


Figura 22. Espectro de fluorescencia observado para el EDFA

Los parámetros del analizador de espectros ópticos al momento de tomar la medición fueron los siguientes:

Tabla III. Parámetros del analizador de polarización durante la medición del espectro de fluorescencia del EDFA

Ventana espectral	Longitud de onda central	Nivel de referencia	dB/ div	Resolución	Sensibilidad
160 nm	1560 nm	- 40 dBm	5	0.1 nm	- 60 dBm

Si se muestran en una gráfica los anteriores espectros traslapados y reduciendo la ventana espectral en el intervalo donde el EDFA proporciona una ganancia aproximadamente plana, puede observarse lo mostrado en la figura 23.

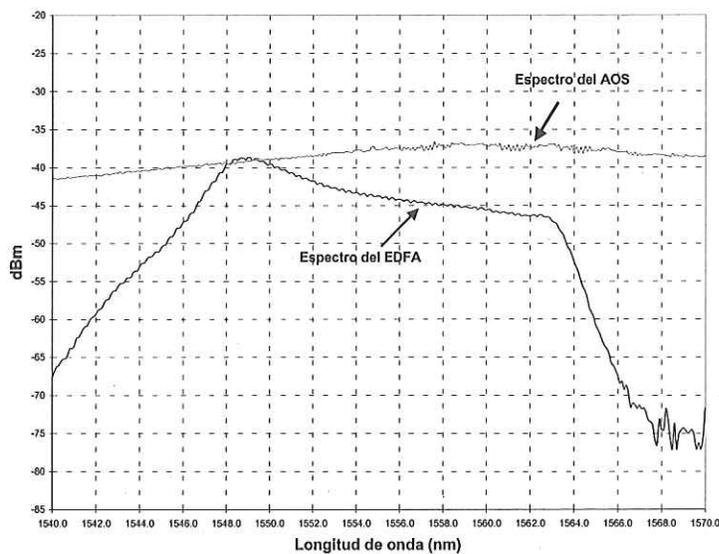


Figura 23. Espectros traslapados del EDFA y AOS

En esta figura 23 se observa que el EDFA proporciona una ganancia aproximadamente plana para longitudes de onda de 1547 nm a 1563 nm. Debido a lo anterior, se seleccionó el intervalo espectral de los 1549 a los 1562 nm para realizar el barrido de los láseres durante la medición de la eficacia del efecto de MCP respecto a la longitud de onda de los haces de entrada al AOS.

IV.2 Observación del efecto de MCP en un AOS

Como se mencionó anteriormente, antes de realizar cualquier caracterización del efecto inducido, es importante asegurarse de que éste se encuentre presente, para lo cual se deben cumplir ciertas condiciones de potencia y polarización de las señales ópticas incidentes en el AOS.

El arreglo utilizado para la observación del efecto inducido se muestra en la figura 24, el cual consiste en un láser sintonizable New Focus 6262 emitiendo a 1562 nm, seguido de un controlador de polarización y un arreglo en espacio libre, después del cual el haz láser es inyectado al brazo A de una acoplador birrefringente 50/50. En el brazo inferior del arreglo se tiene otro láser sintonizable, del mismo modelo que el anterior, emitiendo a 1560 nm seguido de un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA) Scientific Atlanta AT22-R2. Posterior el EDFA, se tiene un atenuador óptico variable HP 8156A y un controlador de polarización, el cual se conecta al brazo B del acoplador 50/50. En el brazo de salida X se tiene un controlador de polarización, el cual cuenta con una fibra lentillada en su salida que permite la inyección de ambos haces láser (mezclados en el acoplador) dentro del AOS.

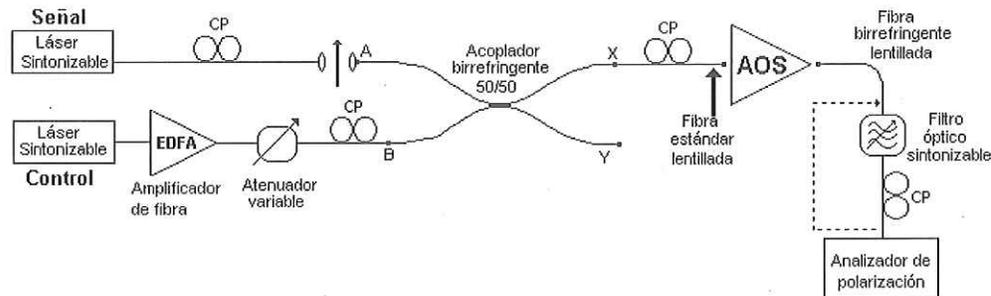


Figura 24. Arreglo para la observación del efecto de MCP en el AOS

A los haces ópticos introducidos por los brazos A y B del acoplador, se les llamará de señal y de control respectivamente debido a que el haz de control será el que variará su potencia para controlar la polarización del haz de señal que emerge del AOS. El haz de control es amplificado por el EDFA para que adquiera una potencia tal que induzca el efecto de MCP en el AOS y así se ocasione un cambio en la polarización del haz de señal dentro de la guía de onda del amplificador de semiconductor.

En la salida del AOS se utiliza una fibra birrefringente lentillada para la recuperación de los haces. Posteriormente, se conecta a un par de filtros sintonizables en cascada con el fin de eliminar el haz de control, y así observar solamente los cambios de polarización sufridos por el haz de señal, esto con la ayuda del analizador de polarización HP 8509B conectado después de los dos filtros ópticos.

El motivo de utilizar dos filtros sintonizables, además de eliminar el haz de control, es el disminuir la EEA (proveniente tanto del EDFA como del AOS) que detectaría el analizador de polarización (AP). Para esto, se utilizaron un par de filtros pasabanda

sintonizables Newport TBF-1550-1.0 con una banda de paso de 1 nm. En la figura 25 se muestra como se ajustan las bandas de paso para filtrar la señal deseada.

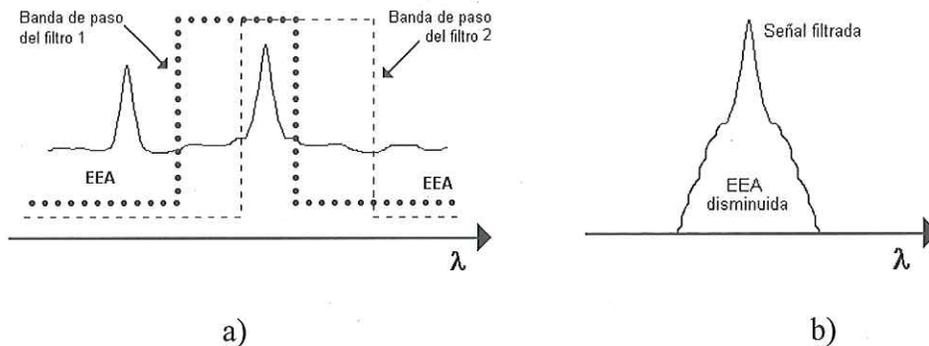


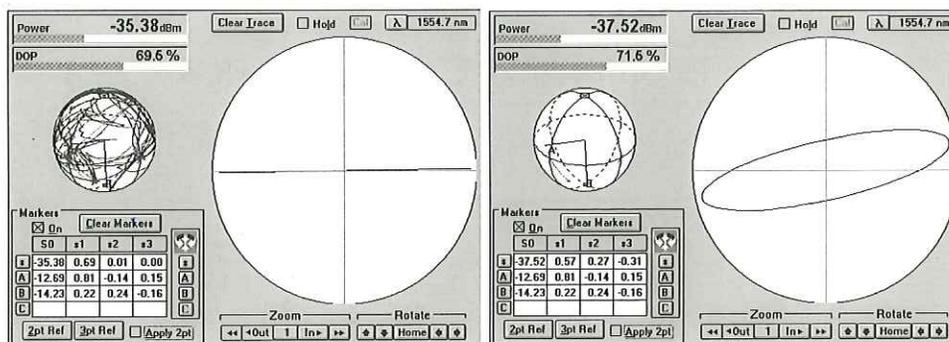
Figura 25. Filtrado de la señal a analizar en el AP, a) antes del filtrado y b) después del filtrado

Durante la medición, las potencias de entrada en el AOS fueron de -19.4 dBm y -10.4 dBm para los haces de señal y control respectivamente, considerando las pérdidas de la fibra.

Debido a que en el arreglo se están inyectando los haces láser utilizando fibra estándar, se dificulta conocer su polarización de entrada al AOS. Para lograr esto, se utiliza una técnica que consiste en observar la polarización de la señal en la salida del AOS con la ayuda de la fibra birrefringente (o de polarización preservada) lentillada que se utiliza para la recuperación de los haces. Esta observación de la polarización de salida se realiza con una potencia baja de la señal por analizar, con el fin de no inducir el efecto de MCP en la guía de onda del amplificador de semiconductor, y de ésta forma poder inferir de una manera aproximada la polarización de la señal en la entrada del AOS.

Con el haz de control apagado se enciende el láser de señal, y utilizándose los controladores de polarización (conectados en los brazos A y X del acoplador) se ajusta la

polarización del haz de señal en potencia baja, para que en la salida del AOS se tenga una polarización lineal horizontal. De esta forma se asegura tener una polarización de entrada al AOS muy aproximada a lineal horizontal. Esta polarización se muestra desplegada en el analizador de polarización en la figura 26a. Posteriormente se enciende el haz de control y se ajusta el controlador de polarización conectado en el brazo B del acoplador hasta observar el mayor desplazamiento angular de la polarización de la señal. Esto se observa en la figura 26b. Al apagar el haz de control la polarización de la señal regresa a su estado lineal horizontal (figura 26a).



a)

b)

Figura 26. Observación del cambio de polarización del haz de señal con a) Haz de control apagado, b) Haz de control encendido.

IV.3 Instrumentación de una compuerta XOR en estado estático utilizando un efecto de MCP dentro de un AOS

Uno de los objetivos de esta tesis es el realizar la instrumentación de una compuerta XOR en estado estático utilizando el efecto de MCP dentro de un AOS. Para este efecto, se implementó el arreglo mostrado en la figura 27.

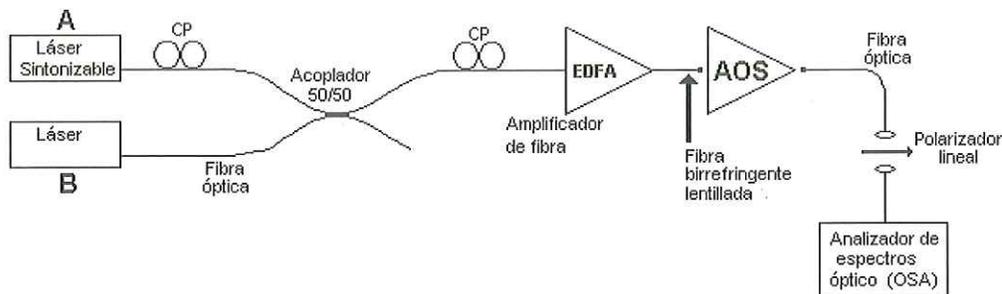


Figura 27. Esquema utilizado para la instrumentación de la compuerta XOR

En el brazo superior se tiene un láser sintonizable New Focus 6262 emitiendo en los 1558.1 nm (señal A), seguido por un controlador de polarización, el cual se conecta a uno de los brazos de entrada de un acoplador 50/50. En el brazo inferior del arreglo, se tiene un láser HP83420a emitiendo en los 1558.6 nm (señal B) conectado al acoplador 50/50 por medio de fibra óptica. En uno de los brazos de salida del acoplador se tiene un controlador de polarización seguido de un EDFA, el cual incrementará las potencias de ambas señales a un nivel tal que induzcan el efecto de MCP dentro del AOS. Posterior al EDFA, se tiene una fibra óptica birrefringente lentillada para inyectar los haces láser en el amplificador de semiconductor. En la salida del AOS se coloca otra fibra óptica birrefringente lentillada para la recuperación de los haces. Posteriormente, se colocó un arreglo en espacio libre con un polarizador lineal, y finalmente un analizador de espectros ópticos HP 70951B para observar los espectros de las señales ópticas A y B.

Con ambas señales encendidas, se ajustaron los controladores de polarización para ajustar el EDP de los haces ópticos A y B de tal forma que tuvieran la máxima extinción en el polarizador de salida, observada en el analizador de espectros. Esta condición, en la cual ambas señales de entrada están encendidas ($A=1$ y $B=1$), y teniendo la máxima extinción de

las señales en la salida del polarizador, emula la cuarta condición de la lógica XOR mostrada en la Tabla IV. El espectro de las señales con la máxima extinción se muestra en la figura 28c.

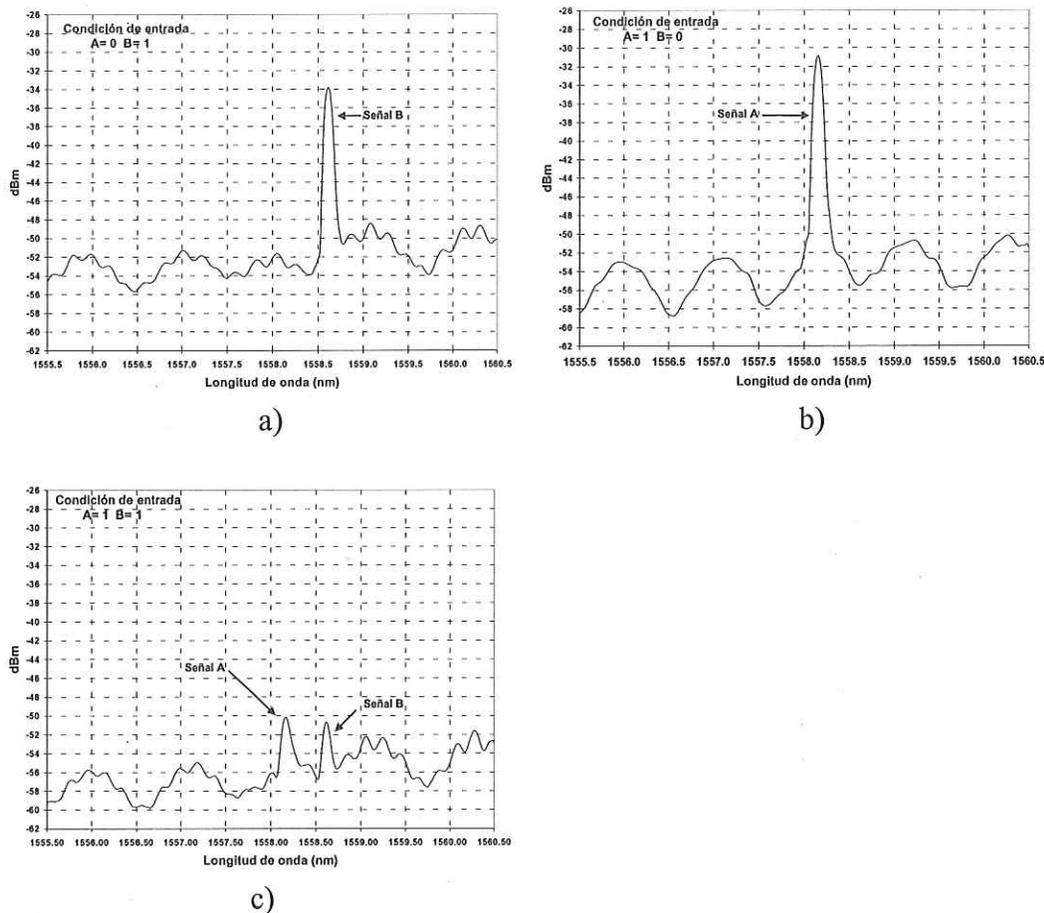


Figura 28. Espectros obtenidos en la instrumentación de la compuerta lógica XOR con a) Condición $A=0, B=1$, b) Condición $A=1, B=0$ y c) condición $A=1, B=1$.

Ya que ambas señales inducen el efecto de MCP, al apagar una de ellas varía la magnitud del efecto en la guía de onda del amplificador. Esto ocasiona que el EDP del haz que permanece encendido (y que emerge del AOS) cambie, lo cual ocasiona que aparezca

un componente de polarización de este haz paralelo al eje de pasada del polarizador de salida, detectado por el analizador de espectros. Esto sucede al apagar cualquiera de las señales de entrada ($A=0, B=1$ ó $A=1, B=0$). De esta forma, se emulan las condiciones intermedias de la lógica XOR (tabla IV). Los espectros observados para estas condiciones se muestran en la figura 28a y 28b.

Lógicamente si ambas señales son apagadas ($A=0, B=0$) no habrá señales de salida, emulándose de esta forma la primera condición de la tabla IV.

Tabla IV. Lógica de la operación XOR

Señal A	Señal B	Salida (XOR)
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Los parámetros utilizados en el AEO durante la medición de los espectros de los haces de control y señal son:

Tabla V. Parámetros en el AEO durante la instrumentación de la compuerta XOR

Ventana espectral	Longitud de onda central	Nivel de Referencia	Resolución	Sensibilidad
5 nm	1558 nm	- 30 dBm	0.1 nm	- 60 dBm

IV.4 Medición de la eficacia del efecto de MCP en función de las longitudes de onda de las señales de control y de datos

Con este experimento se busca dilucidar la relación entre la longitud de onda de las señales incidentes en la guía de onda de un AOS y la eficacia del efecto de MCP, que será

medido en función del desplazamiento angular que sufre el estado de polarización de una señal óptica que emerge del amplificador óptico de semiconductor. La experimentación consiste en tener un haz emitiendo en una longitud de onda fija, denominado haz de señal, y observar los cambios en su EDP debidos al desplazamiento en longitud de onda de un segundo haz, denominado haz de control. Estos nombres son debido a que el haz de control variará su longitud de onda para controlar la polarización del haz de señal.

Para este experimento el arreglo utilizado fué el que se muestra en la figura 29.

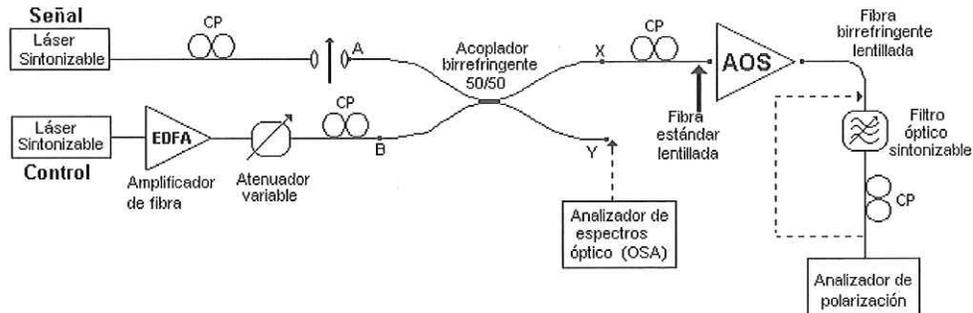


Figura 29. Esquema utilizado en la medición de la eficacia del efecto de MCP respecto a la longitud de onda de los haces señal y control.

En el brazo superior izquierdo del esquema se tiene un láser sintonizable NF 6262 seguido por un controlador de polarización, posteriormente un arreglo en espacio libre con un polarizador lineal. Después del arreglo en espacio libre el haz láser fué acoplado al brazo A de un acoplador birrefringente 50/50. En el brazo inferior se tiene un láser sintonizable de las mismas características que el antes mencionado, seguido por un EDFA el cual tiene conectado en su salida un atenuador óptico variable HP8156, posteriormente se encuentra un controlador de polarización conectado al brazo B del acoplador birrefringente. En el

brazo de salida X del acoplador se conectó un controlador de polarización el cual presenta una terminación en fibra (estándar) lentillada que permite la inyección al AOS de los haces láser mezclados en el acoplador. En la faceta de salida del láser se recuperan los haces con una fibra birrefringente lentillada a la cual se acoplan los filtros ópticos sintonizados para dejar pasar solamente la longitud de onda del haz de señal. Posteriormente, un nuevo controlador de polarización es introducido junto con el analizador de polarización HP8509B .

Se realizaron dos experimentos en el análisis de la longitud de onda, los cuales se esquematizan en el la figura 30.

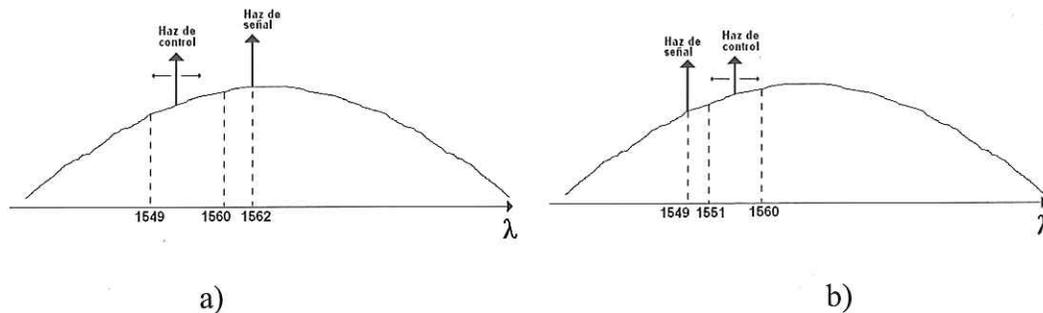


Figura 30. Experimentos realizados para la medición de la eficacia del efecto de MCP en función de las longitudes de onda de las señales de control y datos, con a) haz de señal fijo en 1562 nm, b) haz de señal fijo en 1549 nm

El primer experimento (figura 30a) consistió en sintonizar la longitud de onda del haz de señal en 1562 nm (cerca del pico de ganancia del AOS) y hacer un barrido en longitud de onda del haz de control de los 1549 a los 1560 nm, en intervalos de un nanómetro. Para cada posición en longitud de onda del haz de control, se midieron los parámetros de Stokes del haz de señal después del último controlador de polarización, y las

matrices de Jones del AOS (para el haz de señal) con la ayuda del analizador de polarización (ver procedimiento en Apéndice B). El segundo experimento (figura 30b) consistió en fijar el haz de señal en los 1549 nm, haciendo un barrido espectral del haz de control de los 1551 a los 1560 nm y realizando las mediciones mencionadas para el primer experimento.

IV.4.1 Medición con el haz de señal sintonizado en 1562 nm

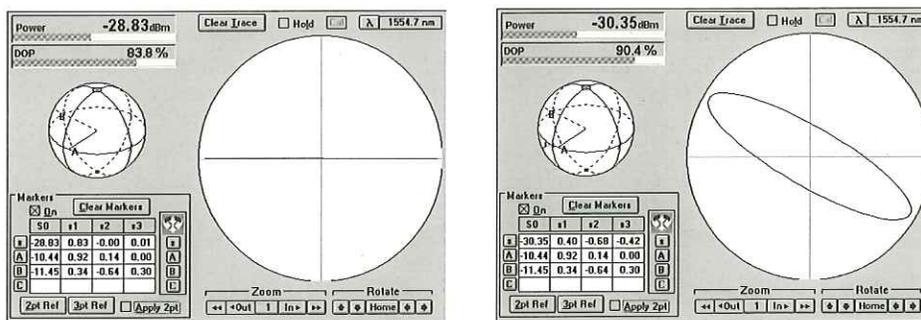
Para este experimento el haz de señal se tiene sintonizado en 1562 nm, y el láser de control inicialmente se posiciona en 1560 nm. El controlador de polarización del brazo A del acoplador se ajusta para que al polarizador lineal le incida un estado de polarización (EDP) circular del haz de señal. Lo anterior se hace para mantener constante la potencia óptica inyectada al brazo A del acoplador cuando el polarizador sea girado, lo cual es indispensable durante la obtención de las matrices de Jones del AOS para el haz de señal (ver Apéndice B).

En el brazo B del acoplador el EDFA amplifica el haz de control a un nivel adecuado para inducir el efecto de MCP en el AOS, y el atenuador óptico se encarga de mantener constante la potencia óptica del haz de control, ya que el espectro de ganancia del EDFA no es plano. Las potencias de los haces ópticos en la entrada del AOS fueron de -10.4 dBm y -19.4 dBm para los haces de control y señal respectivamente.

Antes de iniciar la caracterización del efecto de MCP es importante asegurarse de que el efecto se encuentre presente. Para esto se realiza el siguiente procedimiento.

Con el haz de control apagado y el polarizador lineal (en el arreglo en espacio libre) con su eje de pasada orientado horizontalmente, se ajustó el controlador de polarización posterior

al acoplador 50/50 para que el EDP del haz de señal en baja potencia en la salida del AOS fuera lineal horizontal. De ésta forma se tiene en la entrada del amplificador de semiconductor un EDP de la señal muy cercano a uno lineal horizontal. Posteriormente se enciende el haz de control y se ajusta el controlador de polarización del brazo B del acoplador (polarización del haz de control), hasta tener el mayor desplazamiento angular de la polarización del haz de señal observado en el analizador de polarización colocado a la salida de los filtros sintonizables. El efecto de MCP se observa al encender y apagar el haz de control, como se muestra en la figura 31. El EDP del haz de señal es modificado al encender y apagar el haz de control.



a) Haz de control apagado

b) Haz de control encendido

Fig 31. Efecto de MCP observado con el haz de señal en $\lambda = 1562$ nm y el haz de control en 1560 nm.

Las polarizaciones de la señal y del control no se modifican más durante el experimento. Para iniciar las mediciones, con el controlador de polarización posterior a los filtros sintonizables, se ajusta la polarización del haz de señal en la salida del arreglo en

forma lineal horizontal, vista en el analizador de polarización. Esto es para tenerla de referencia en las posteriores mediciones.

Se realiza el desplazamiento espectral del haz de control, de los 1560 a los 1549 nm, tomando nanómetro a nanómetro los parámetros de Stokes del haz de señal, y las matrices de Jones del AOS para el haz de señal.

El polarizador del arreglo en espacio libre proporciona las tres orientaciones de polarización del haz de señal necesarias para la medición de las matrices de Jones mencionadas. Las potencias de entrada de los haces de señal y de control en la entrada del AOS fueron de -19.4 dBm y -10.4 dBm respectivamente. Los parámetros de Stokes obtenidos durante el experimento se muestran en la figura 32.

El parámetro S_0 se mantiene constante en la unidad ya que representa la potencia normalizada de cada medición. El parámetro S_1 representa la tendencia a un estado lineal horizontal ($S_1=1$). Durante el experimento este parámetro tiende a reducir su magnitud conforme el haz de control se acerca espectralmente al haz de señal. Esto significa que la polarización de la señal sufre una rotación que se incrementa al reducirse la separación espectral entre las señales. Al aumentar esta separación, la polarización de la señal tiende a su estado original (horizontal).

El parámetro S_2 representa la tendencia a un EDP a 45° ($S_2=1$). De acuerdo con esto, el comportamiento de S_2 nos proporciona información acerca del sentido del “giro” de la polarización del haz de señal. En longitudes de onda del haz de control mas lejanas a la señal S_2 tuvo un valor cercano a cero, lo cual corresponde a la polarización horizontal inicial de la señal. Conforme la separación entre las señales (en longitud de onda) se redujo,

S2 disminuyó su valor hacia valores negativos. Esto significa que la polarización de la señal sufrió una rotación (manifestada previamente por S1) hacia un ángulo negativo respecto a la horizontal (S2= -1 representa un EDP a -45°).

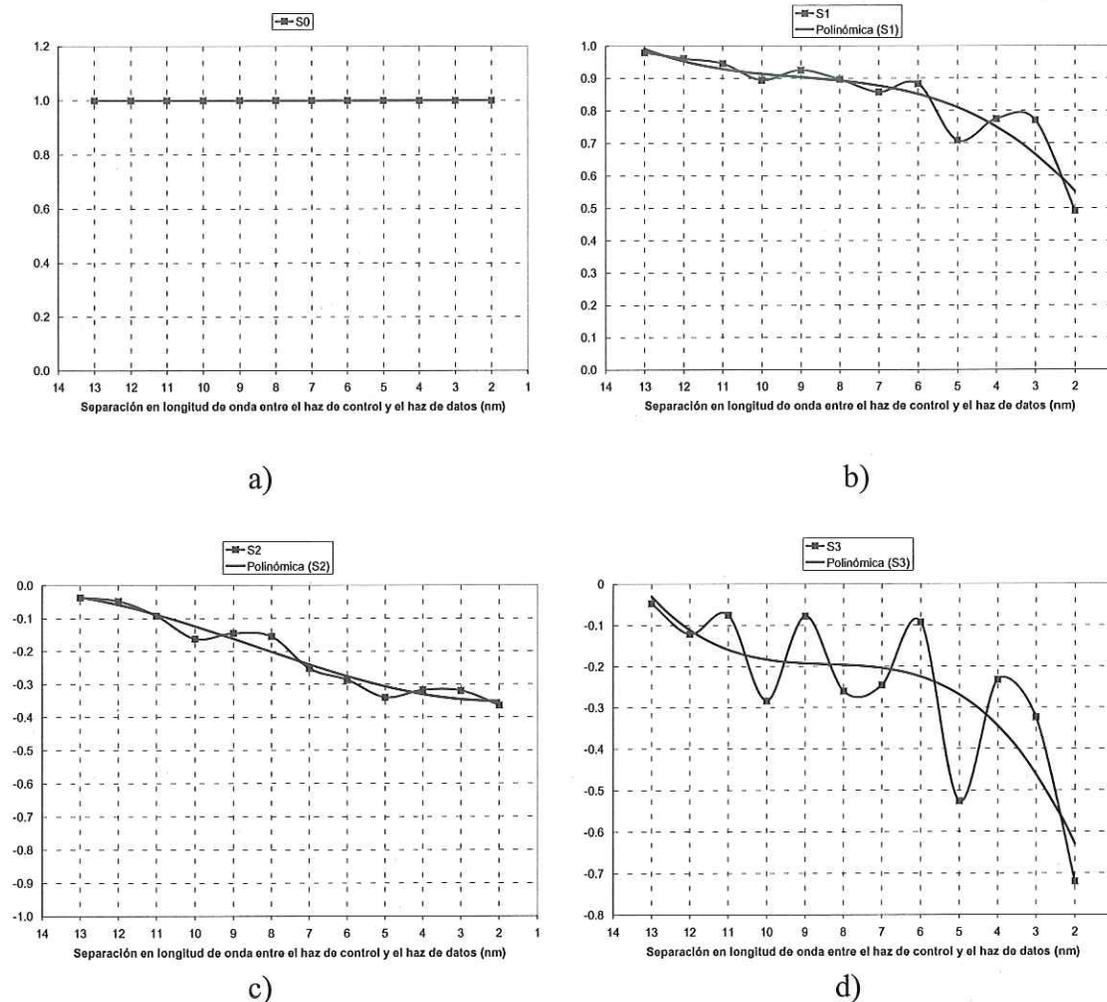


Figura 32. Parámetros de Stokes obtenidos del haz de señal sintonizado en 1562 nm, haciendo un barrido espectral del haz de control de los 1560 a los 1549 nm. a) Parámetro S0, b) parámetro S1, c) parámetro S2 y d) parámetro S3.

La magnitud del parámetro S3 para longitudes de onda del haz de control lejanas a la señal fue cercana de cero, lo cual corresponde al EDP lineal inicial de la señal. Conforme

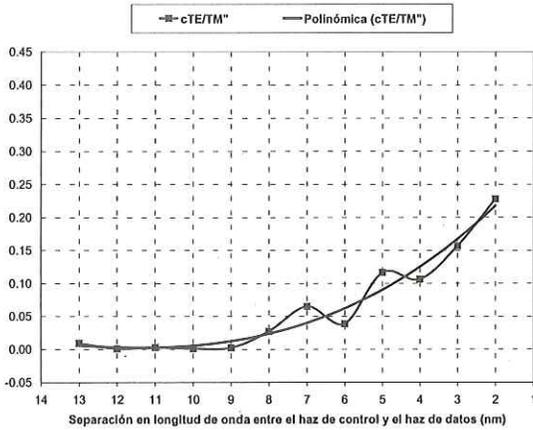
la separación espectral de las señales se redujo, S3 tuvo una tendencia a incrementar su magnitud en forma negativa, lo cual significa que la polarización se hizo elíptica y girando en sentido izquierdo (levógira).

Resumiendo la información proporcionada por S1, S2 y S3, el EDP de la señal en la salida del AOS tiende a ser muy similar al EDP en la entrada del mismo amplificador (lineal horizontal en $\lambda=1549$ nm del haz de control) conforme la separación espectral de las señales se incrementa. Al reducirse esta separación, el EDP de la señal tiende a girar hacia un ángulo negativo adquiriendo cierta elipticidad en sentido izquierdo.

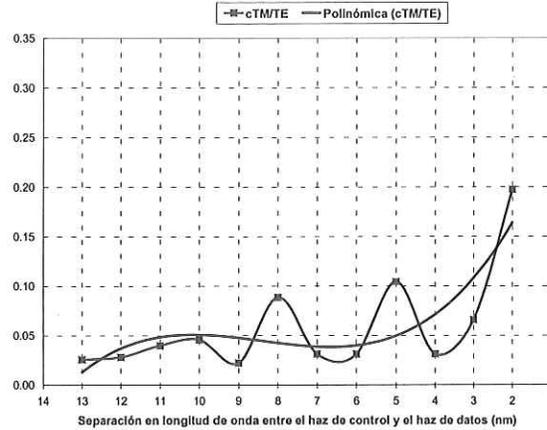
Estos resultados concuerdan con el efecto observado antes del experimento y mostrado en la figura 30, donde se presenta la magnitud del efecto de MCP caracterizado. Por comparación de estos resultados, se observa una dependencia entre la magnitud del efecto de MCP y la separación espectral de los haces de control y de señal en relación inversamente proporcional. Es decir, para separaciones (en longitud de onda) mayores entre los haces, el efecto de MCP tiende a desaparecer, mientras que para separaciones menores este efecto se incrementa.

Con las matrices de Jones del AOS obtenidas, para el haz de señal, en cada posición en longitud de onda del haz de control, se calcularon los coeficientes de conversión entre modos TE/TM y TM/TE descritos en el capítulo 2. Así también, la diferencia de fase entre modos TE y TM de la guía de onda del amplificador, para cada una de las longitudes de onda del haz de control. Los resultados se muestran en la figura 33.

Los coeficientes de acoplamiento mostrados en la figura 33 (a y b) incrementan su magnitud conforme el haz de control se posiciona (en longitud de onda) mas cercano al haz



a) Coeficiente de acoplamiento cTE/TM



b) Coeficiente de acoplamiento cTM/TE

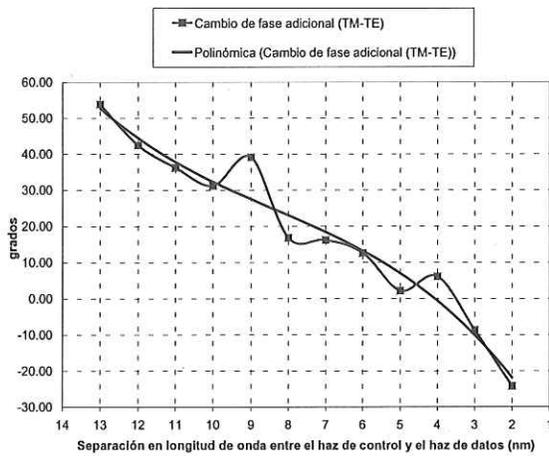
c) Cambio de fase adicional θ_{11} .

Figura 33. Medición de a) Coeficiente de conversión TE/TM, b) Coeficiente de conversión TM/TE y c) Diferencia de fase entre los modos TE y TM de la guía de onda del amplificador θ_{11} , utilizando los datos de las matrices de Jones obtenidas.

de señal. Esto significa que al reducir la separación espectral entre los haces ópticos aumenta el acoplamiento entre los modos TM y TE de la guía de onda del amplificador, es decir, se incrementa la transferencia de energía de un modo a otro. En la grafica 33c se muestra el desfaseamiento entre modos que ocasiona la guía de onda del amplificador de

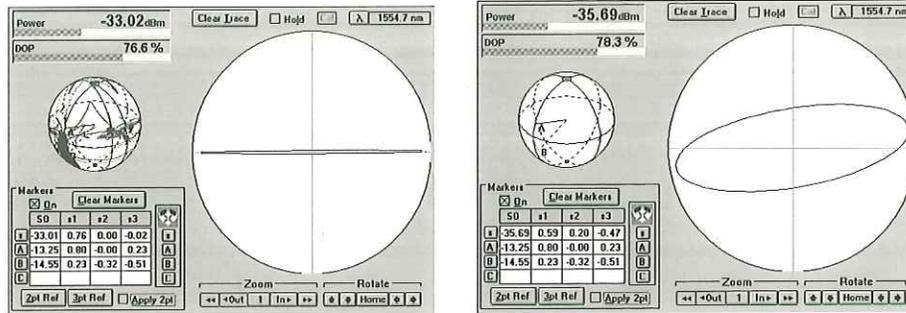
semiconductor. Conforme el haz de control se desplaza hacia la señal, este desfaseamiento es alterado por el efecto inducido reduciendo su magnitud llegando a cero y tomando valores negativos.

IV.4.2 Medición con el haz de señal sintonizado en los 1549 nm

Se repitió el procedimiento experimental mencionado en el punto IV.4.1, con la diferencia de que el haz de señal se fijó en los 1549 nm y el barrido espectral del haz de control se realizó de los 1551 a los 1560 nm. Las potencias del haz de señal y de control durante las mediciones fueron de -20.4 y -10.4 dBm respectivamente. La polarización del haz de señal en la entrada del AOS se mantuvo lineal horizontal durante el experimento.

De nueva cuenta, antes de realizar el experimento se observó el efecto de MCP para asegurarse de que estuviera presente durante la caracterización. La polarización del haz de control se ajustó hasta encontrar la máxima magnitud del efecto de MCP, realizando el mismo procedimiento que en el punto IV.4.1. Se observó el efecto con una magnitud mostrada en la figura 34.

Comparando el efecto mostrado en la figura 34 con el expuesto en la figura 31, es evidente que el sentido del giro del EDP del haz de señal es contrario. Esto es debido que en la observación del efecto de MCP, antes de realizar cada caracterización, no se sabe con certeza la polarización del haz de control en la entrada del AOS. Posiblemente, en la caracterización realizada en el punto IV.4.1 (haz de señal en 1562 nm) se tuvo una polarización del haz de control, en la entrada del AOS, distinta a la que se tuvo en la caracterización con el haz de señal en los 1549 nm.



a) Haz de control apagado

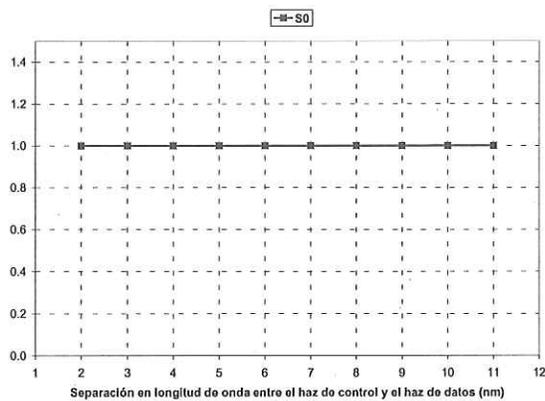
b) Haz de control encendido

Fig 34. Efecto de MCP observado con el haz de señal en $\lambda=1549$ nm y el haz de control en 1551 nm.

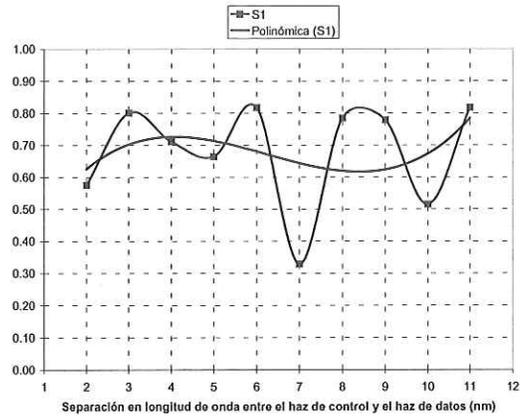
Un aspecto importante que se observó es que al colocar espectralmente al haz de señal en 1549 nm (más alejado del pico de ganancia del AOS) el efecto de MCP se presentó con una magnitud menor. Esto se repitió durante todas las mediciones que se llevaron a cabo.

Al realizar el experimento los resultados obtenidos para los parámetros de Stokes se muestran en la figura 35.

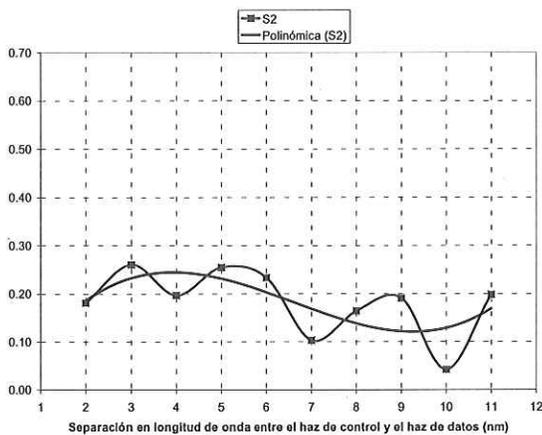
Cuando el haz de control se colocó lejos de la señal (en 1560nm) el parámetro S1 (fig 34b) tuvo el valor máximo, es decir, cercano a un EDP horizontal como el que se ajustó para la señal en la entrada del AOS.



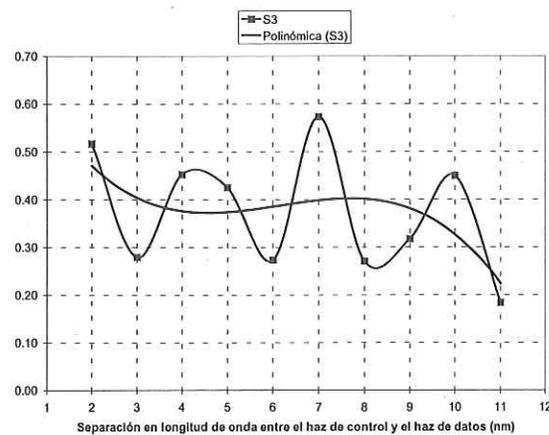
a)



b)



c)



d)

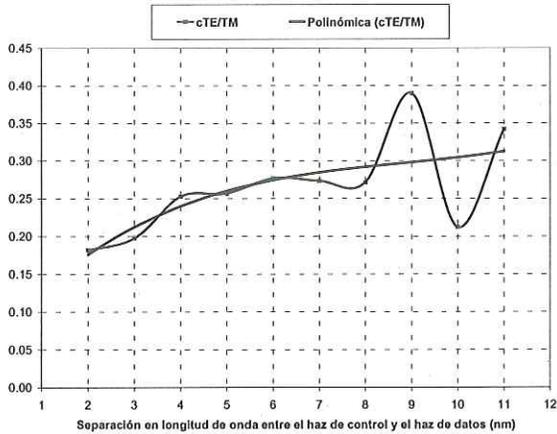
Figura 35. Parámetros de Stokes medidos del haz de señal fijo en 1549 nm, haciendo un barrido espectral del haz de control de los 1551 a los 1560 nm. a) Parámetro S0, b) parámetro S1, c) parámetro S2 y d) parámetro S3

Al acercarse en longitud de onda el haz de control al haz de señal, el parámetro S1 presentó una tendencia leve a disminuir su valor. Representando una rotación del EDP de pequeña magnitud. La orientación del giro de la polarización la da el parámetro S2 (fig. 35c), teniendo una tendencia a incrementar su valor en el sentido positivo al acercarse el haz de control al de señal (en longitud de onda), lo que significa un giro en sentido positivo respecto a la horizontal. El parámetro S3 (fig 35d) representa un incremento en la

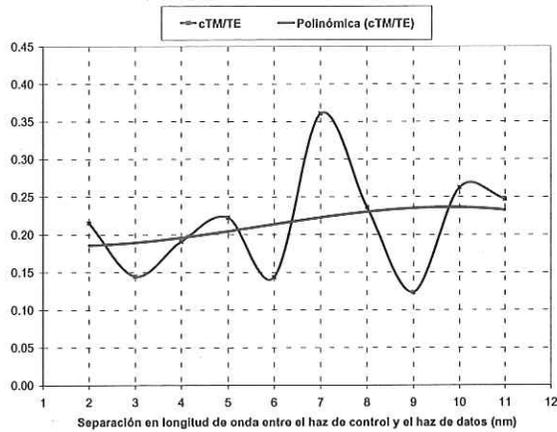
elipticidad al disminuir la separación espectral entre los haces. Es decir, al tener mayor separación espectral entre los haces el EDP de la señal se asemejó al que se tuvo en la entrada del AOS. Al reducir esta separación el EDP rotó levemente generando un ángulo positivo respecto a la horizontal y haciéndose elíptico.

Y de nuevo con los datos de la matriz de Jones del AOS para el haz de señal, tomados nanómetro a nanómetro, se calcularon los coeficientes de conversión TE/TM y TM/TE, así como el desfase entre modos θ_{11} . Los resultados se muestran en la figura 36.

En la figura 36 (a y b) se muestra como el acoplamiento entre modos se redujo conforme el haz de control se acercó (en λ) al haz de señal. Las variaciones de este coeficiente fueron de menor magnitud comparándolas con las observadas con el experimento del punto IV.4.1. De igual forma, las variaciones en el desfase entre modos mostrado en la figura 36c son de menor magnitud haciendo la misma comparación. En resumen, se presenta un efecto similar al observado en el punto IV.4.1, donde el efecto de MCP es de mayor magnitud teniendo separaciones espectrales menores entre los haces, y reduciéndose el efecto cuando esta separación se incrementa. Además, se observó que el efecto de MCP es de mayor magnitud, cuando el haz de señal se colocó más cercano al pico de ganancia del AOS.



a) Coeficiente de acoplamiento cTE/TM



b) Coeficiente de acoplamiento cTM/TE

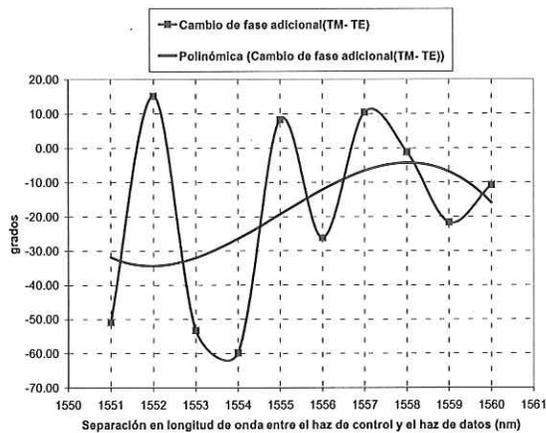
c) Cambio de fase adicional θ_{11}

Figura 36. Cálculo de a) Coeficiente de conversión cTE/TM, b) Coeficiente de conversión cTM/TE y c) Cambio de fase adicional θ_{11} , utilizando los datos de las matrices de Jones obtenidas

IV.5 Medición de la eficacia del efecto de MCP en función de las polarizaciones de los haces de control y de señal

En este experimento se estudia la posible relación entre la polarización de las señales incidentes en la guía de onda del AOS y la eficacia del efecto de MCP. Esta eficacia será medida observando el desplazamiento angular que sufre el EDP del haz de señal en la

salida del AOS, respecto a la variación de la polarización del haz de control en la entrada del amplificador de semiconductor.

Para este experimento se implementó el arreglo mostrado en la figura 37. El esquema consiste en un láser sintonizable NF 6262 seguido por un controlador de polarización el cual se conecta al brazo A del acoplador 50/50. En el brazo inferior se tiene un láser sintonizable de las mismas características que el anterior seguido por un amplificador de fibra óptica Scientific Atlanta AT22-R2 conectado a un atenuador óptico HP 8156a.

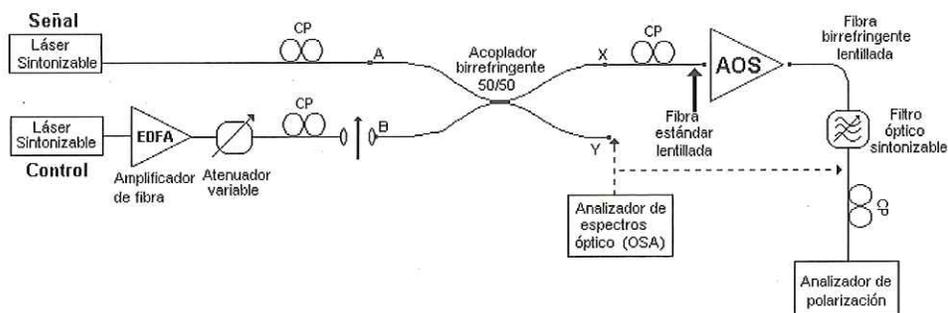


Figura 37. Esquema utilizado en la medición de la eficacia del efecto de MCP respecto a la polarización de los haces de señal y de control.

Posteriormente, se tiene un controlador de polarización y un arreglo en espacio libre que entra al brazo B de un acoplador 50/50. Los láseres de los brazos A y B funcionarán como señal y control respectivamente. En el brazo X de salida se colocó un controlador de polarización el cual presenta terminación en fibra lentillada para permitir la inyección en el AOS de los haces mezclados en el acoplador. Posterior al AOS, se tiene una fibra birrefringente lentillada para la recuperación de los haces de señal y de control. Luego se

tienen dos filtros ópticos sintonizados para dejar pasar solo el espectro del haz de señal con el fin de analizar su EDP con el analizador de polarización HP 8509B.

Con el láser de señal apagado se ajustó el controlador de polarización para tener un EDP circular del haz de control, incidiendo en el polarizador lineal del arreglo en espacio libre. Esto se hace para mantener constante la potencia óptica al girar el polarizador. Posteriormente, se orientó horizontalmente el eje de transmisión del polarizador lineal. Esta orientación será la referencia de 0° en los experimentos.

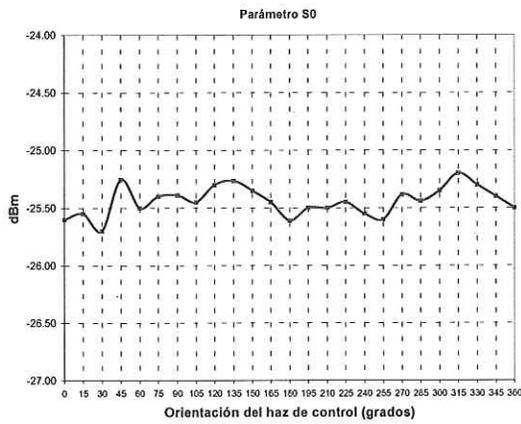
Con el controlador de polarización conectado al brazo de salida X del acoplador se ajustó el EDP del haz de control en la salida del AOS en baja potencia hasta obtener una polarización lineal horizontal.

Con los láseres encendidos e incidiendo ambos con una potencia de -21.8 dBm en el AOS, se ajustó la polarización del haz de señal de tal forma que se observara el mayor desplazamiento angular de éste al apagar el haz de control, esto para asegurar la presencia del efecto de MCP por caracterizar.

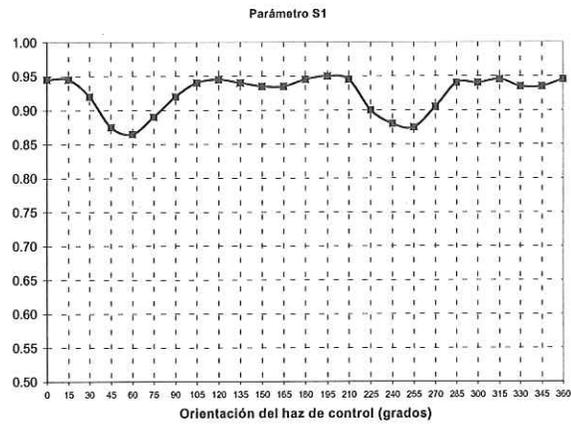
Después de observar el efecto, con el controlador de polarización situado después de los filtros sintonizables, se ajustó la polarización del haz de señal para que se visualizara lineal horizontal en el analizador de polarización, esto como referencia para las mediciones. Con estos ajustes, se tomaron mediciones de los parámetros de Stokes del haz de señal emergente del AOS, cambiando la orientación de la polarización del haz de control incidente en la guía de onda del amplificador óptico de semiconductor. Esto se hizo girando el polarizador lineal en el arreglo en espacio libre. Se varió la polarización 360° en pasos de 15° tomándose los parámetros de Stokes de la señal para cada orientación del control.

El experimento se realizó para tres longitudes de onda del haz control. Con el haz de señal sintonizado en 1562 nm, se tomaron mediciones para el haz de control sintonizado en a) 1560, b) 1556 y c) 1549 nm. Los resultados obtenidos se muestran en las figuras 37, 38 y 39, en donde se muestra el comportamiento de los parámetros de Stokes respecto a la variación de la polarización del haz del haz de control.

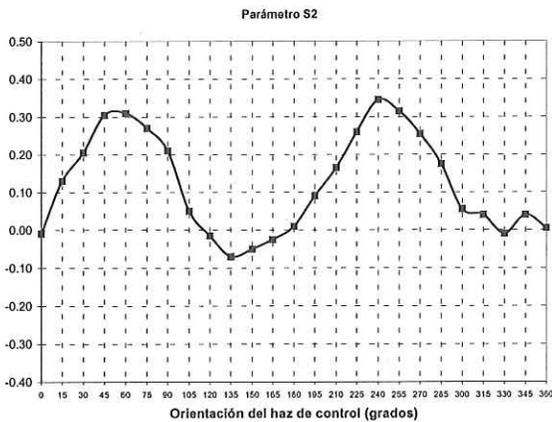
a) Medición con Señal fija en 1562 nm y Control en 1560 nm.



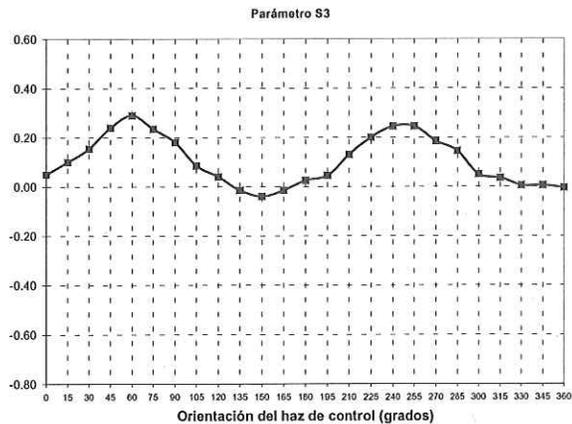
a)



b)



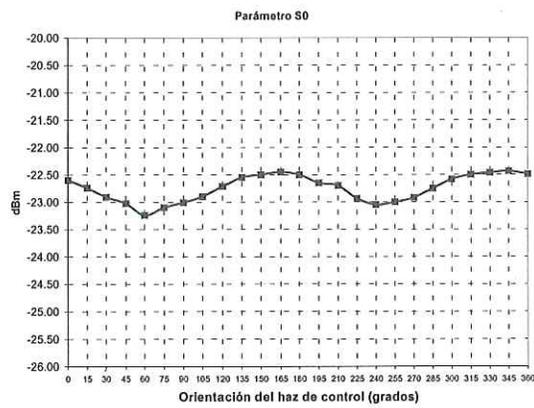
c)



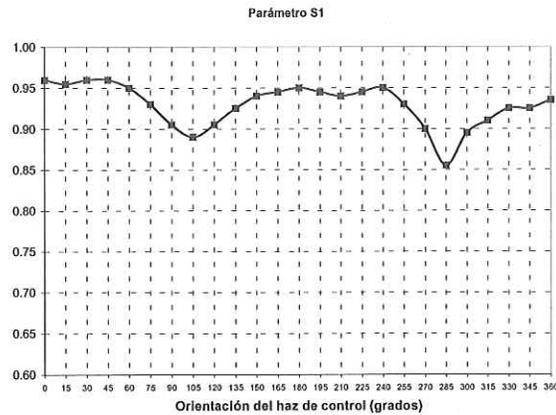
d)

Figura 38. Parámetros de Stokes medidos del haz de señal emergente del AOS variando la orientación del EDP del haz de control fijado en 1560 nm. a) Parámetro S0, b) parámetro S1, c) parámetro S2 y d) parámetro S3.

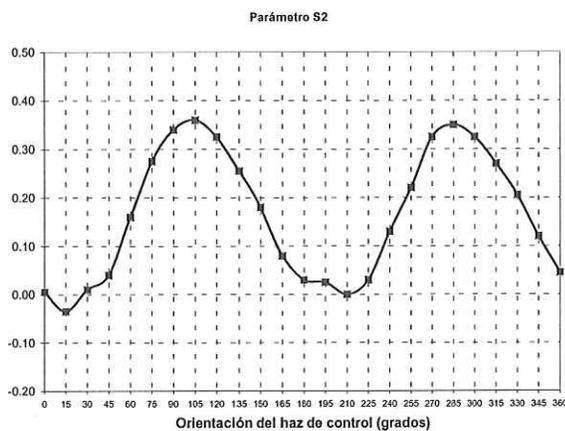
b) Medición con Señal fija en 1562 nm y Control en 1556 nm.



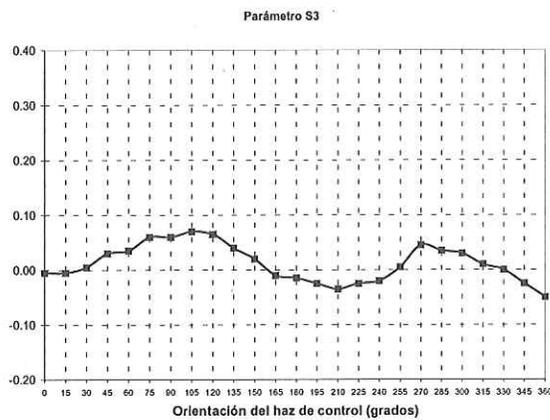
a)



b)



c)



d)

Figura 39. Parámetros de Stokes medidos del haz de señal emergente del AOS variando la orientación del EDP del haz de control fijado en 1556 nm. a) Parámetro S0, b) parámetro S1, c) parámetro S2 y d) parámetro S3.

c) Medición con Señal fija en 1562 nm y Control en 1549 nm.

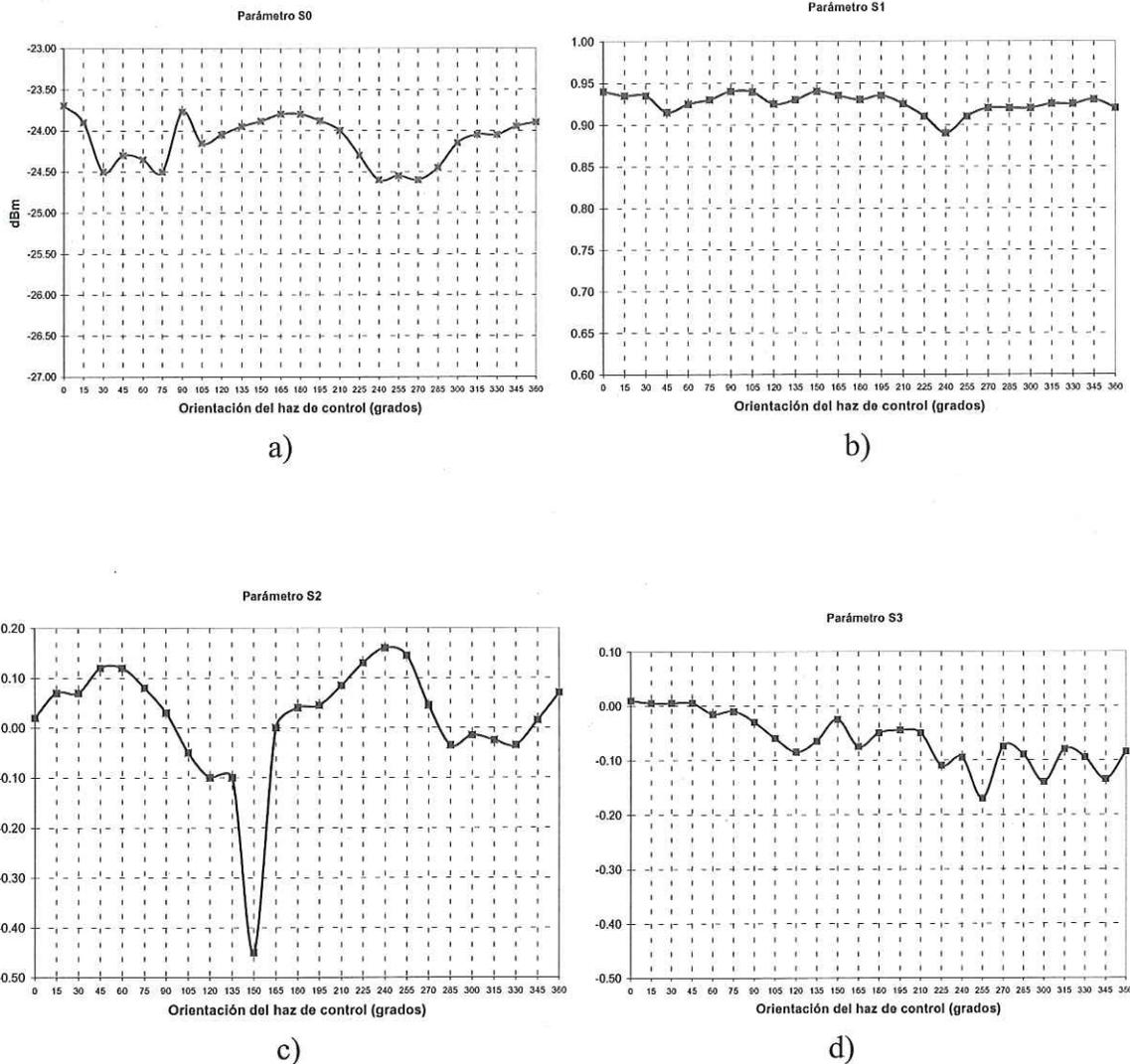


Figura 40. Parámetros de Stokes medidos del haz de señal emergente del AOS variando la orientación del EDP del haz de control fijado en 1549 nm. a) Parámetro S0, b) parámetro S1, c) parámetro S2 y d) parámetro

En el primer caso (figura 38) se tiene la menor separación (en longitud de onda) de los haces de control y de señal (2 nm). El haz de señal está sintonizado en 1562 nm y el haz de control en 1560 nm. Para orientaciones del EDP del haz de control cercanas a 60°, respecto a la horizontal, el parámetro S1 disminuye su valor y la magnitud de S2 aumenta.

Esto indica que el EDP del haz de señal gira en sentido positivo (contrario a las manecillas del reloj). Para esta misma orientación del haz de control el valor de S3 tiende a aumentar, lo que indica que además de rotar, la polarización pierde su linealidad y se hace ligeramente elíptica.

Para una orientación del EDP del haz de control de 120 grados, los parámetros muestran una tendencia de la polarización del haz de señal a regresar a su estado lineal horizontal inicial. Esto es, en esta orientación del haz de control el parámetro S1 tiende a un valor cercano a la unidad, y los parámetros S2 y S3 tienden a cero.

Resumiendo este experimento, la máxima variación del EDP del haz de señal se observó para una orientación del EDP del haz de control de 60 grados, y para una orientación del EDP del haz de control de 120 grados aproximadamente la polarización del haz de señal regresó a un estado lineal horizontal.

En la figura 39 se tiene el comportamiento de los parámetros de Stokes realizando el mismo experimento pero incrementando la separación espectral entre los haces. Esto es, la señal se mantuvo en los 1562 nm y el haz de control se desplazó a los 1556 nm (separación en longitud de onda entre los haces de 6 nm). Para estas longitudes de onda se presentó el mismo efecto descrito anteriormente, solo que se observó un corrimiento en las orientaciones del haz de control en las cuales esto ocurrió. Ahora el giro del EDP de la señal en sentido positivo lo presentan los parámetros de Stokes del haz de señal para una orientación del haz de control de 105 grados aproximadamente. Para una orientación del EDP del haz de control de 165 grados aproximadamente la polarización del haz de señal regresó al estado lineal horizontal inicial.

En la figura 40 se presentan los resultados obtenidos para una separación mayor de los haces de señal y control. El haz de señal se mantiene sintonizado en 1562 nm y el haz de control se aleja del haz de señal, sintonizándose en los 1549 nm (separación espectral de 13 nm entre los haces). En este experimento se observa un comportamiento errático de los parámetros de Stokes de el haz de señal al variar la orientación del EDP del haz de control. Este comportamiento se le atribuye a inestabilidades del sistema de medición debidos a cambios de temperatura o vibraciones, y no al hecho de variar la orientación del EDP del haz de control.

Los resultados de ésta ultima serie de experimentos pueden interpretarse como si el efecto de MCP ocasionara que los ejes propios de la guía de onda del AOS ya no fueran ortogonales. Aparentemente, aparecen ejes nuevos con una separación angular de 60 grados entre ellos. Al variar la posición espectral de los haces de control y de señal ocurre una rotación simultánea de los ejes, manteniendo su separación angular.

V. Conclusiones

En este trabajo de tesis, se analizó el papel que realiza la compuerta lógica XOR en las futuras redes de comunicaciones ópticas multicanalizadas en longitud de onda (WDM).

Se estudió la física del AOS de heteroestructura, así como las propiedades de guiado de la luz en guías de onda dieléctricas y los modos de propagación en ellas. Se describieron conceptos necesarios para comprender los experimentos realizados. Se habló de polarización, grado de polarización y la representación de un estado de polarización de la luz utilizando los parámetros de Stokes, así como la matriz de Jones como función de transferencia de polarización. Se analizó como obtener el coeficiente de transmisión de energía entre los modos de propagación propios de la guía de onda TE y TM del amplificador ($c_{TE/TM}$ y $c_{TM/TE}$) a partir de la matriz de Jones del AOS. Así también, la diferencia de fase entre modos θ_{11} .

Se planteó la forma de instrumentar la compuerta XOR en forma totalmente óptica utilizando el efecto de MCP en el AOS. Se implementó experimentalmente, obteniéndose extinciones del orden de los 17 dB aproximadamente para los estados de encendido-apagado de los haces de señal y control en la salida del AOS. Cabe mencionar que es posible la obtención de tasas de extinción entre los 25 y 30 dB, esto con un ajuste mas fino de los EDP de los haces de control y datos en el esquema experimental del la compuerta lógica XOR.

Se estudió experimentalmente la eficacia del efecto de MCP en función de las longitud de onda de los haces de señal y control en el AOS. Se observó que para longitudes

de onda mas cercanas al pico de ganancia del AOS el efecto de MCP se presentó con mayor magnitud que para longitudes de onda más alejadas del mismo. Así también, se determinó que la magnitud del efecto de MCP tiene una dependencia inversamente proporcional a la separación espectral entre las señales de control y datos.

Se estudió experimentalmente la eficacia del efecto de MCP en función de las polarizaciones de los haces de señal y control. Lo anterior para tres longitudes de onda del haz de control, manteniendo la misma posición espectral la señal. De nueva cuenta, se observó que para la longitud de onda del haz de control más alejada espectralmente del haz de señal, el efecto se manifestó con menor magnitud, incrementándose para menores separaciones espectrales de los haces. Estos experimentos tambien demuestran que el efecto de MCP se presenta en mayor magnitud para longitudes de onda del haz de control mas cercanas al pico de ganancia del AOS. Esto debido a que, en esta posición espectral, esta señal es mayormente amplificada, lo cual incrementa la potencia óptica dentro de la guía de onda del amplificador.

Evidentemente, la manifestación mas importante del efecto de la MCP se obtiene cuando las longitudes de onda de ambas señales se encuentran cercanas entre sí, y próximas al pico de la curva de ganancia del AOS, como lo muestran los experimentos realizados.

Referencias

[Azzam, 1979] R.M.A. Azzam y N.M. Bashara, "Ellipsometry and Polarized Light", North-Holland Publishing Company, 2da. Ed., New York, EUA, 1979.

[Borella, 1997] M.S. Borella, Jason Jue y Dhirtiman Banerjee, "Optical components for WDM lighthwave Networks", Prodeedings of the IEEE, vol. 85, No. 8, pp. 1272-1307, Agosto 1997.

[Diez, 1998] S. Diez, C. Schmidt y R. Ludwig, "Effect of Birrefringence in a Bulk Semiconductor Optical Amplifier on Four-Wave Mixing", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, No. 2, pp. 212-214, Febrero 1998.

[Hecht, 1986] E. Hecht y A. Zajac, "Optica", Addison-Wesley Iberoamericana, Wilmington Delaware, EUA, 1986.

[Houbavlis, 1999] T. Houbavlis, K. Zoiros y K. Vlachos, "All-Optical XOR in a Semiconductor Optical Amplifier-Assisted Fiber Sagnac Gate", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, No. 3, pp. 334-336, Marzo 1999.

[Jungkeun, 1997] Jungkeun Lee, "Roles of Semiconductor Laser Amplifier in WDM/TDM Fiber-Optic Communications", Kamiya & Tsuchiya Lab. Department of Electronic Engineering, The university of Tokio, pp. 1-8, Enero 1997.

[Lee, 1999] Hyuek Jae Lee, Manjin Sohn y Kwangjoon Kim, "Wavelength Dependent Performance of a Wavelength Converter Based on Cross-Gain Modulation and Birrefringence of a Semiconductor Optical amplifier", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, No. 2, pp. 185-187, Febrero 1999.

[Leuthold, 1998] Juerg Leuthold, Pierr Besse y Juerg Eckner, "All-Optical Space Switches with Gain and Principally Ideal Extinction Ratios", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, No. 4, pp. 622-633, Abril 1998.

[Maldonado, 1999] R. Maldonado, "Estudio de la Eficacia de conversión en un proceso de mezcla de cuatro ondas dentro de un amplificador óptico de semiconductor", Tesis de Maestría, CICESE, Diciembre 1999.

[Saleh, 1991] B. Saleh y M. Teich, "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons, New York, 1991.

[Soto (a), 1998] H. Soto, D. Erasme y G. Guekos, "All-Optical Switch Demonstration Using a Birefringence Effect in a Semiconductor Optical Amplifier", CLEO Pacific Rim '99, Vol. 3, pp. 888-889, Agosto 1999.

[Soto (b), 1999] H. Soto, D. Erasme y G. Guekos, "Cross-polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifier", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, No. 8, pp. 970-972, Agosto 1999.

[Soto (c), 1998] Horacio Soto y Didier Erasme, "An experimental Method for Identifying Nonlinear Phenomena Intervening in a FWM Process Developed in a Semiconductor Optical Amplifier", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, No. 11, pp. 2211-2216, Noviembre 1998.

[Stephens, 1997] M. F. C. Stephens, M. Ashgary y R. V. Penty, "Demonstration of Ultrafast All-Optical Wavelength Conversion Utilizing Birefringence in Semiconductor Optical Amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, No. 4, pp. 449-451, Abril 1997.

[Verdeyen, 1995] J.T. Verdeyen, "Laser Electronics", Prentice Hall, 3ra. Ed., New Jersey, EUA, 1995.

[HP, 1994] Hewlett Packard, "HP 8509a/B Lightwave Polarization Analyzer, User's Reference Guide", 1994.

APÉNDICE A

Establecimiento de un marco de referencia de polarización utilizando el analizador de polarización HP8509B

El marco de referencia de polarización tiene como objetivo incrementar la exactitud de las mediciones de polarización, aislando la respuesta de un dispositivo de prueba y minimizando el efecto del resto del sistema, incluyendo las fibras ópticas utilizadas en el arreglo.

El analizador de polarización HP8509B automáticamente crea un marco de referencia de polarización utilizando el cálculo de la matriz de Jones. Este dispositivo, mide la matriz de Jones del sistema de prueba (ver figura 41). Posteriormente, la inversa de esta matriz es aplicada al estado de polarización (EDP) incidente al analizador de polarización. De esta forma se busca eliminar los efectos de polarización del sistema de prueba.

Un marco de referencia de tres puntos matemáticamente remueve los efectos de polarización y las pérdidas dependientes de la polarización del camino óptico entre el polarizador de referencia y el detector del analizador de polarización. Este método requiere que el polarizador de referencia se oriente con precisión a los ángulos listados en la ventana Polarizadores (Polarizers) del software del analizador de polarización.

Un marco de referencia de dos puntos matemáticamente remueve solamente los efectos de polarización del camino óptico entre el polarizador de referencia y el detector del analizador de polarización. Este método requiere solo dos orientaciones del polarizador de referencia.

Para el establecimiento de un marco de referencia de polarización de tres puntos, se toma de referencia la figura 41, donde se observa el sistema de la fuente láser y el sistema de prueba [HP, 1994].

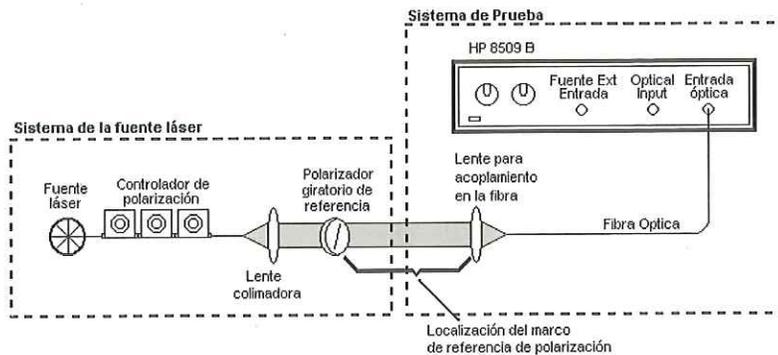


Figura 41. Arreglo experimental para la obtención del marco de referencia de polarización

Es necesario definir tres ángulos (orientaciones) del polarizador de referencia con los cuales se establecerá el marco de referencia. Esto se hace por medio del software del analizador de polarización, abriendo la ventana Polarizadores (“Polarizers”) del menú Sistema (“System”) y seleccionando Externos (“External”), con esto se indica que el marco de referencia se establecerá utilizando un polarizador externo. Posteriormente se selecciona la tríada de orientaciones que se utilizarán, pudiendo ser estos 0° , 45° y 90° ó, en su defecto 0° , 60° y 120° , donde 0° se elige como la horizontal. Con estas tres orientaciones de polarización, que las proporcionará el polarizador de referencia, se definen los tres “puntos” del marco de referencia. Para establecerlo se orienta el polarizador a 0° y se indica al AP que es el primer punto, haciendo lo mismo para los dos puntos restantes a las orientaciones seleccionadas anteriormente. Posteriormente se presiona la opción Aplicar Referencia de 3 Puntos (“Apply 3pt”) y de esta forma queda establecido el marco de referencia de

polarización de tres puntos. A partir de ese momento, debe evitarse cualquier movimiento o alteración del arreglo posterior al polarizador de referencia, de lo contrario el marco de referencia queda invalidado.

APÉNDICE B

Obtención de las matrices de Jones de un dispositivo utilizando el Analizador de Polarización HP8509B

La matriz de Jones es una matriz compleja de dimensión 2×2 que matemáticamente describe la función de transferencia de polarización de un componente óptico a una longitud de onda determinada. La matriz de Jones de un componente puede ser utilizada para predecir el estado de polarización (EDP) de una salida óptica dado un determinado EDP de entrada. El analizador de polarización HP8509B permite la obtención de esta matriz de una forma muy sencilla.

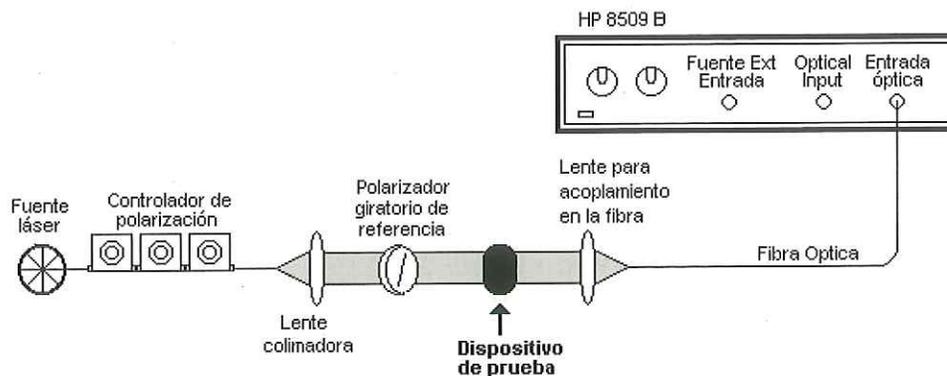


Figura 42. Arreglo para la medición de la matriz de Jones de un dispositivo óptico de prueba

En la figura 42 se observa el arreglo necesario para la obtención de la matriz de Jones, el cual es prácticamente el mismo que el utilizado para el establecimiento del marco de referencia de polarización. La diferencia radica en que ahora se ha colocado el componente óptico, del cual se obtendrá la matriz de transferencia de polarización, posterior al

polarizador de referencia y antes de la lente para el acoplamiento del láser en la fibra óptica.

Para la medición de la matriz de Jones es necesario un previo establecimiento del marco de referencia de polarización (sin el dispositivo de prueba en el arreglo). Esto con el fin de eliminar, o reducir al máximo, los efectos en el cambio de polarización de la luz por parte del sistema y observar únicamente lo producido por el dispositivo a caracterizar. Después de realizar lo anterior, se ajusta el controlador de polarización CP con el fin de tener una polarización circular incidente en el polarizador de referencia. Esto debido a que en la obtención de la matriz de Jones es importante hacer incidir en el dispositivo de prueba tres polarizaciones lineales con las mismas orientaciones con las cuales se estableció el marco de referencia y todas con la misma potencia óptica.

Posteriormente, al establecimiento del marco de referencia y al ajuste de la polarización circular se coloca el dispositivo de prueba en el sitio antes mencionado para la obtención de su matriz de transferencia de polarización. Se selecciona la función Matriz de Jones (Jones Matriz) del menú Mediciones (Measurements) del software del AP, y se toman mediciones con cada una de las tres orientaciones del polarizador de referencia y automáticamente es desplegada la matriz de Jones en el analizador de polarización.

APÉNDICE C

Calculo de pérdidas de la fibra

Para realizar una estimación adecuada de la potencia que se inyecta y recupera de la guía de onda del Amplificador Óptico de Semiconductor, es necesario estimar las pérdidas de potencia óptica en las fibras lentilladas utilizadas en la experimentación. Para esto se utilizó un láser HP83420a emitiendo a 1558.6 nm, midiéndose la potencia de salida de este láser y en la salida de la fibra lentillada como se muestra en la figura 43. Estas mediciones se realizaron utilizando un medidor de potencia óptica OPM 1 Noyes Fiber System.

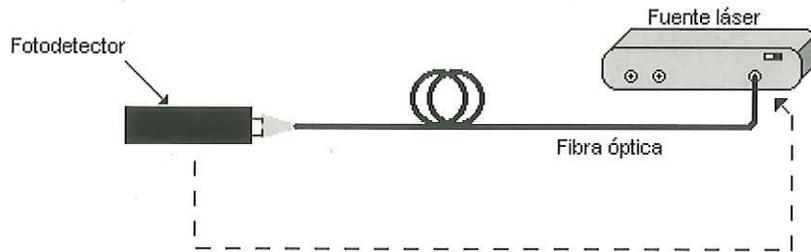


Figura 43. Esquema experimental para la medición de las pérdidas en las fibras.

Con la potencia de salida del láser ($P_{\text{láser}}$) y la potencia de salida de la fibra lentillada (P_{lent}), se calcularon las pérdidas de la fibra (P_f) de la forma;

$$P_f = P_{\text{láser}} - P_{\text{lent}}$$