# Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada



EVALUACION DE LA POTENCIA Y EL ESTADO DE POLARIZACION DE SENALES AMPLIFICADAS EN EDFAS CON CONTROL DE POLARIZACION

### TESIS MAESTRIA EN CIENCIAS

#### CESAR AYALA DIAZ

ENSENADA, B. C., FEBRERO DEL 2001.

**TESIS DEFENDIDA POR** 

#### César Ayala Díaz

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dra. Diana Tentori Santa Cruz

Director del Comité

Mendre

Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez

Miembro del Comité

Blating Corden Dra. Beatriz Gordero Esquivel

Miembro del Comité

Dr. Eugenio R. Méndez Méndez

Jefe del Departamento de Optica.

Videnie

Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

12 de febrero de 2001

Dr. Horacio Soto rtiz Miempro del Comité

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



División de Física Aplicada Departamento de Óptica

Evaluación de la potencia y el estado de polarización de señales amplificadas en EDFAs con control de polarización

TESIS

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

#### CÉSAR AYALA DÍAZ

Ensenada, Baja California, México. Febrero de 2001

**RESUMEN** de la Tesis de *CÉSAR AYALA DÍAZ*, presentada como requisito parcial, para la obtención del grado de **MAESTRO EN CIENCIAS EN ÓPTICA** con especialidad en **OPTOELECTRÓNICA**. Ensenada, Baja California, México. Febrero de 2001.

#### Evaluación de la potencia y el estado de polarización de señales amplificadas en EDFAs con control de polarización

Resumen aprobado por:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz Director de Tesis

En las comunicaciones ópticas se ha considerado deseable que los amplificadores no presenten una sensibilidad alta al estado de polarización de la señal, pero cuando se desea utilizarlos en sensores interferométricos de fibra óptica es conveniente que preserven el estado de polarización de la señal de entrada y que la amplifiquen de manera preferente. De esta manera, se presenta primeramente un estudio teóricoexperimental del efecto inducido por la birrefringencia en estructuras helicoidales de fibra óptica. El modelo desarrollado complementa el propuesto por J.N. Ross (1984), el cual no predice el estado de polarización a la salida de la hélice.

Posteriormente, al construir un amplificador de fibra dopada con erbio en configuración de copropagación, se buscó observar cual es el comportamiento de la ganancia al inyectar una señal polarizada linealmente en forma horizontal y un bombeo polarizado linealmente con orientación variable, para dos estructuras helicoidales de fibra activa de distinta longitud. Los resultados espectrales obtenidos muestran que la potencia de la fluorescencia depende de la orientación del estado de polarización lineal del bombeo con respecto a los ejes geométricos de las hélices. También existe una variación de la ganancia espectral cuando se modifican las orientaciones relativas del bombeo y la señal, respecto a los ejes geométricos de las hélices. La evaluación del grado de polarización de la fluorescencia y la señal amplificada muestran que la fluorescencia está parcialmente polarizada y la señal está polarizada. Sin embargo los resultados son insuficientes para proponer un modelo que describa el comportamiento observado. Se requiere mejorar el control sobre la potencia de bombeo que se acopla a la fibra y verificar que el estado de polarización de la señal amplificada es el que predice nuestro modelo. Estos señalamientos quedan abiertos para futuros trabajos relacionados con este tema.

Palabras clave: Polarización, Birrefringencia, Fibra óptica, Amplificadores de fibra.

**ABSTRACT** of the Thesis of *CÉSAR AYALA DÍAZ*, presented as partial requirement to obtain the **MASTER IN SCIENCES** grade in **OPTICS** with specialty in **OPTOELECTRONICS**. Ensenada, Baja California, México. February 2001.

Evaluation of the power and the polarization state of amplified signals in EDFAs with polarization control

Abstract approved by:

Diana Tentori Santa Cruz, Ph.D. Thesis advisor

In optical communications it is considered advantageous to use polarization insensitive fiber amplifiers, but when we wish to employ these devices in optical fiber interferometric sensors, it is convenient to keep the polarization state of the input signal and to amplify it in a preferential manner. So, in this work I present at first the results of a theoretical-experimental study on the effect induced by the birefringence in optical fiber helical structures. The model we developed complements J.N. Ross proposal (1984), a model that cannot predict the polarization state at the helix output.

We have built two erbium doped fiber amplifiers in co-propagating configuration in order to evaluate their gain performance when we launched at the active fiber input a linearly polarized signal (horizontal) and a linearly polarized pump with variable orientation. The two active fiber helical structures were different. The spectral results we obtained show that the fluorescence power varies with the orientation, with respect to the geometric axis of the helix, of the pump linear polarization state. We have also detected a spectral gain variation when the relative orientations of the pump and the signal, with respect to the geometric axis of the helix, were modified. The evaluation of the polarization grade of the fluorescence and the amplified signal show that the fluorescence es partially polarized, while the signal is polarized. However, the results are not enough to allow us to propose a model to describe the behavior we observed. The control on the pump power coupled to the fiber must be improved. In addition, it must be verified that the polarization state of the amplified signal satisfies our model. These points are opened for future work.

Keywords: Polarization, Birefringence, Fiber measurements, Fiber amplifiers.

## Dedicatoria

A *Dios* por darme la oportunidad de vivir esta vida que esta llena de muchas cosas bonitas, por darme la paciencia, salud y fuerza para salir adelante. Así mismo la sabiduria para entender las cosas y a las demás personas que son diferentes a mi.

A mis padres *Luis Ayala Neri* y *Ramona Díaz Gutierrez*, por darme la vida, y poder gozar de todos estos momentos tan memorables para mi. Gracias por todo ese apoyo incondicional que siempre he recibido, ya que cuando los he necesitado siempre han estado ahí para darme su mano, los quiero mucho.

A mis hermanos *Dinorah Ayala Díaz* y *Luis Ayala Díaz* que siempre los tengo presentes en mi corazón y, que de manera directa o indirecta han influido a que haya logrado esta meta en mi vida.

A mi sobrina *Laurita* por toda esa ternura que irradia y, que en cada oportunidad de verla me contagia de ella, eres un tesoro.

### Agradecimientos

A la **Dra.** Diana Tentori Santa Cruz por darme la oportunidad de poder trabajar con ella, ya que sin su apoyo no hubiera podido alcanzar mi meta, gracias.

A *Miguel de Jesús Farfán* por su entusiasta colaboración y apoyo durante la etapa experimental, así mismo, por brindarme toda su amistad y buenas sugerencias durante todo este tiempo.

Al *taller de mécanica fina* por el apoyo brindado en la fabricación de algunas piezas indispensables para la construcción del arreglo experimental.

A mi comite de tesis *Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez*, *Dr. Horacio Soto Ortiz* y a la *Dra. Beatríz Cordero Esquivel*, por todos sus puntos de vista aportados y las correcciones hechas a este trabajo.

Al **Dr.** Serguei Miridonov por sus valiosas asesorias en el manejo de los diodos laser de semiconductor.

Al *Dr. Francisco Javier Mendieta* por el apoyo otorgado para utilizar su laboratorio y llevar a cabo los experimentos.

Al **Dr. Horacio Soto** por sus atinados consejos para operar correctamente el equipo de medición.

Al Dr. Eugenio Méndez y al Dr. Héctor Escamilla por el gran apoyo recibido

durante mi estancia en el CICESE.

A *Patricia Puente* por todos esos grandiosos y también tristes momentos que hemos compartido y aprendido juntos. Gracias por todo ese gran cariño y apoyo incondicional que me has ofrecido.

A mi compañero de departamento y amigo *Fernando Treviño* gracias por haberme aguantado todo este tiempo, por haberme ofrecido tu amistad y ante todo haber formado un muy buen equipo, a pesar de las pequeñas diferencias de criterio. *Suerte !!!*.

A mis compañeros de generación: Patricia Puente, Rocio Cardoso, Blanca Ruiz, Criseida González, Fernando Treviño, Carlos A. Díaz, Edgar Huante, Silver Sauceda, Raúl Wong, Fernando Monjardin, Juan Carlos Domínguez y Mariano Martínez (†).

A mis compañeros de generación telecos, controleros y microonderos: Felipe Ayala, Fermin Pérez, Jorge Flores, Moisés Miranda, Nataniel Mendoza, Carlitos Gómez, Isaura González, Milka Acosta, Leonel Soriano, Alberto Ramirez, Jaime Camacho, Eduardo González, y Orlando Salaices.

A todos mis amigos estudiantes del doctorado: Javier Camacho, Juan Tapia, María Orozco, Alejandro Ruiz, Israel Rocha, Jesús Garduño, Carlos Fuentes, Ileana Márquez, Gina Navarrete, Demetrio Macías, Saúl Zavala y como olvidar al "profe" Rodolfo Cortés, gracias por permitirme ser parte de uds, por los grandiosos momentos que compartimos juntos y que me han hecho crecer como persona y ser humano.

A mis amigos que de alguna u otra forma me han ayudado a lograr lo que hasta ahora soy: Ericka Ruiz, Marlenne Angulo, Jorge Ibarra, Brenda Flores Fernando Guillén, Jessica Angel, Enrique Torres, Adriana Nava, Marco Luna, Carlos Torres, Marco Felix, César Castillo, Jorge Fonseca, Fausto Gómez, César Guerra, Juan Carlos León, Placido Zaca, Juan Carlos Islas, Victor Valles, Héctor Pérez, Juan Pérez Tellez, Hiram Ramirez, Luis Rios, Marco García y Ramón Muraoka.

A mis amigos y amigas de Cd. Obregón: Jessica Yepiz, Georgina Ruelas, Blanca Mora, Arturo Garza, Cristobal Meza, Héctor Osuna, Rigoberto Monge, Patricia Barragan y a los que se hayan afuera Liliana Guzman, Luisa Pineda, Manuel E. Curiel, Juan Gastelum, Elizabeth González, Brian Ponce y Miguel Cabanillas a todos ellos que han confiado en mi y que me han abierto los brazos de su amistad, gracias por todo.

Al Dr. Heriberto Márquez, Dr. Raúl Rangel, Dr. Victor Ruiz, Dr. David Salazar y Dr. Pedro Negrete por la amistad que me brindaron durante mi estancia en la maestría.

A *Luis Javier Villegas* por sus asesorias a esos pequeños grandes detalles acerca del \[\text{MTEX}.]

A Juan Peralta por todo el apoyo recibido en el laboratorio de computo y sobre todo por la amistad que me brindo.

A las bellas secretarias del departamento de óptica: **Rossy**, **Olga** y más recientemente **Ana** por su gran apoyo cada vez que las necesite. Para mi, las mejores secretarias del CICESE.

A *Marcia Padilla* por todo su apoyo, su trato y amistad que me brindo durante la maestría.

A doña *Ofelia Pardo (Doña "O")* por todos sus jalones de oreja y buenos consejos en apoyo de los estudiantes, gracias por todo.

A la *Familia Ramirez Lendo*, en especial a la *Sra. Elizabeth Lendo* por su gran ayuda y apoyo durante mi estancia en Ensenada.

A la *Familia Pohlenz Castillo*, por la facilidad que me otorgaron para utilizar su equipo de computo en un momento muy importante para mi, en especial a mi cuñado *Eduardo Pohlenz*, gracias.

A todos *mis profesores* que me enseñaron lo que debía saber.

Al *Centro de Investigación Cientifíca y de Educación Superior de Ensenada* por la oportunidad que me dio de obtener un logro más en mi vida, así mismo a todos los empleados ya que sin ellos no fuera posible que la institución funcionara como hasta hoy, gracias.

Al *Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología* por la beca otorgada y por realizar correctamente la labor que se le ha conferido.

Y a todas aquellas personas que escapan de mi memoria, gracias por haber formado parte de esta bonita aventura.

# Índice General

		P	agina
Ι	Intr	oducción	1
	I.1	Objetivos	5
II	Pro	ceso de amplificación en EDFAs	6
	II.1	Planteamiento de las ecuaciones de población para el sistema $SiO_2$ :	
		$Er^{3+}$ en un sistema de tres niveles	6
	II.2	Ganancia para señal pequeña	10
	II.3	Régimen de saturación	14
II	[Car	acterización de la estructura helicoidal de fibra óptica	17
	III.1	Geometría y formación de la hélice	17
		III.1.1 Normal principal y curvatura de la curva	18
		III.1.2 Plano osculador, binormal y torsión	21
	III.2	Definición de la matriz $M$	23
	III.3	Matriz $N$	27
		III.3.1 Definición de la matriz $N$	27
		III.3.2 Rotación del elemento óptico	29
		III.3.3 Matrices N para retardos lineal y circular distribuidos $\ldots \ldots$	29
	III.4	Evolución de la polarización en una estructura helicoidal de fibra óptica	30
	III.5	Esfera de Poincaré	31
		III.5.1 Descripción	31
		III.5.2 Representación	31

	III.6	Medida de la birrefringencia	33
		III.6.1 Introducción	33
		III.6.2 Representación matricial de fibras helicoidales	34
		III.6.3 Rotación del marco de referencia	38
		III.6.4 Uso de una polarización lineal de entrada	40
	·	III.6.5 Arreglo experimental	42
		III.6.6 Retardo circular total y rotación topológica	44
		III.6.7 Procedimiento de medición	46
		III.6.8 Evaluación del retardo circular total y la rotación topológica $\dots$	48
		III.6.9 Evaluación del retardo lineal total	51
		III.6.10Parámetros topológicos y de birrefringencia de las fibras activas	52
IV	Gan	ancia y amplificación de señales polarizadas en EDFAs	56
	IV.1	Polarización en EDFAs	56
	IV.2	Secciones transversales de emisión y absorción	57
	IV.3	Fusión de agujeros de polarización	59
	IV.4	Ganancia dependiente de la polarización	59
	IV.5	Efectos del control de polarización en EDFAs	61
	IV.6	Arreglo experimental y alineación relativa de los estados de polarización	et i
		de la señal y el bombeo polarizados linealmente	63
	IV.7	Estabilidad del diodo de bombeo	66
	IV.8	Señal testigo	68
	IV.9	Estado de polarización de la señal amplificada	69
	IV.10	Procedimiento para el cálculo de la ganancia	72
$\mathbf{V}$	Resi	iltados y discusión	74
	V.1	Comparación de los espectros de fluorescencia para diferentes orientaciones	74
	V.2	Ganancia para distintas orientaciones de la señal de entrada	77
	V.3	Resultados del grado de polarización en señales polarizadas	80

.

VI	Conclusiones	82
Li	teratura citada	85
$\mathbf{A}$	SECCIONES TRANSVERSALES DE ABSORCION Y DE EMISION	88
в	SENSIBILIDAD A LA POLARIZACION DEL ANALIZADOR DE ESPECTROS OPTICOS	90
С	ARREGLO PROPUESTO PARA MEDIR EL ESTADO DE POLA- RIZACION DE LAS SEÑALES AMPLIFICADAS	94
D	FIBRA DOPADA CON ERBIO, PHOTONETICS EDOS 103	96
$\mathbf{E}$	FIBRA DOPADA CON ERBIO, INO-NOI 402K5	97
$\mathbf{F}$	AISLADOR OPTICO E-TEK MOD. PIFI-1550-IL-AO	98
$\mathbf{G}$	AISLADOR OPTICO MP MOD. IS15ALAA00	99
н	AISLADOR OPTICO KAIFA MOD. ISL-A-98-SANN	100
Ι	MULTIPLEXOR POR DIVISION DE LONGITUD DE ONDA SUM- ICEM MOD. SWD 98-A-2-S	101
J	FILTRO OPTICO SINTONIZABLE NEWPORT MOD. TBF-1550- 1.0	102
$\mathbf{K}$	DIODO LASER DE SEMICONDUCTOR NORTEL NETWORKS	
	MOD. LC92A80-20	103

# Índice de Figuras

Figura	P	ágina
1	Sistema de tres niveles de energía	7
2	Curva de la ganancia típica de un EDFA. La línea punteada represen-	
	ta el comportamiento de la ganancia incluyendo la emisión espontánea	
	amplificada (ASE).	15
3	Formación de la hélice.	18
4	Parámetros de interés en una línea curva: vectores tangente, curvatura,	
	curvatura media y normal principal	20
5	Esfera de Poincaré	32
6	Trazado del arco para localizar el punto donde se encuentra un estado	
	de polarización resultante.	33
7	Debido a la curvatura de la fibra, cada rebanada delgada de fibra heli-	
·	coidal es un retardador lineal.	35
8	Geometría utilizada para determinar el ángulo sólido subtendido por	
	cada vuelta de la fibra helicoidal.	39
9	El ángulo $\xi$ es complementario al ángulo del paso	40
10	Trayectoria descrita por el estado de polarización de salida cuando el	
	polarizador lineal es girado 180°	41
11	Arreglo óptico utilizado para evaluar los parámetros de birrefringencia	
	de una fibra embobinada helicoidalmente	42

12	Estado de polarización lineal de entrada, con ángulo azimutal 2 $\phi$ sobre	
	la esfera de Poincaré, gira un ángulo 4 $\theta$ al rededor del eje de los polos	
	norte-sur.	45
13	El retardo lineal total 2 $\gamma$ , aparece después de la rotación equivalente 4 $\theta$ .	
	El eje azimutal del retardador lineal es $2\theta$	45
14	Trayectoria medida con el analizador de polarización para el estado de	
	polarización de salida cuando el azimut del polarizador lineal es girado	
	360°	47
15	Representación de secciones transversales elípticas; eje mayor (D) y eje	
	menor (d)	58
16	Estado de polarización a la salida de una bobina de fibra pasiva para	
	señales de diferente longitud de onda, espaciadas $0.5\ nm$ una de otra. $% nm$ una de otra. $% nm$ una de otra $nm$ de otra $nm$ una de otra $nm$	61
17	Estado de polarización a la salida de una bobina de fibra activa para	
	señales de diferente longitud de onda, separadas 0.5 $nm$ entre sí	62
18	Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la amplificación de	
	señales polarizadas.	63
19	Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la alineación de la señal.	64
20	Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la alineación del bombeo.	641
21	Espectro del bombeo a la entrada de la hélice	67
22	Espectro del bombeo y la fluorescencia	68
23	Señales testigo sobrepuestas.	69
24	Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la medida del grado	
	de polarización de las señales amplificadas	71
25	Puntos de interés y lectura de las potencias de la señal de salida para	
	posteriormente calcular la ganancia	72
26	Comparación de los espectros de fluorescencia para diferentes alinea-	
	ciones de la hélice $\frac{\mu}{tr}$ 1	75

.

	27	Comparación de los espectros de fluorescencia para diferentes alinea-	
		ciones de la hélice # 2	75
-	28	Comparación de las ganancias para diferentes alineaciones de la señal de	
		entrada polarizada. Hélice # 1. $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	77
	29	Comparación de las ganancias para diferentes alineaciones de la señal de	
		entrada polarizada. Hélice # 2	78
	30	Comportamiento del grado de polarización en señales amplificadas. $\ .$ .	80
	31	Colección de átomos distribuida en toda una rebanada delgada con una	
		sección transversal de absorción	89
	32	Trayectoria de la luz a través de un monocromador de doble paso	91
	33	La placa de media onda en un monocromador de doble paso reduce la	
		sensibilidad de la polarización y mejora la sensibilidad de la amplitud	92
	34	Respuesta espectral de una rejilla de difracción comercial para 1600 $nm$	
		(Optometrics, Inc.).	92
	35	Fijando el marco de referencia	94
	36	Caracterización del aislador y el filtro óptico	95
			1

.

.

•

# Índice de Tablas

|--|

#### Página

Ι	Parámetros geométricos, fotoelásticos y de birrefringencia de la fibra	
	helicoidal pasiva.	43
Π	Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura heli-	
	coidal de 27 $m$ . Hélice pasiva # 1	49
Ш	Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura heli-	
	coidal de 14 m. Hélice pasiva # 2	50
IV	Parámetros geométricos, fotoelásticos y de birrefringencia de la fibra	
	helicoidal activa.	53
V	Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura heli-	
	coidal de 25 m. Hélice activa # 1	54
VI	Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura heli-	ç
	coidal de 12 m. Hélice activa # 2	55
VII	Alineación relativa de los estados de polarización de la señal y el bombeo.	65
VIII	Potencia de la onda de bombeo para las distintas alineaciones.	66

## Capítulo I

### Introducción

A la fecha, el auge de los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio, es alto y se predice que seguirá en forma ascendente. La investigación y desarrollo de los amplificadores de fibra óptica se debe, en gran parte, a sus aplicaciones en telecomunicaciones ópticas. Los amplificadores de fibra dopada con erbio  $(EDFAs)^1$  se caracterizan por su alta ganancia y bajo ruido, comportamiento lineal en el régimen de pequeña señal, inmunidad al cruce de señales en operaciones multicanales, gran ancho de banda óptico; compatibilidad inherente con la fibra del sistema de transmisión. Los EDFAs pueden operar como amplificadores en el régimen de pequeña señal, amplificadores de potencia o preamplificadores. Actualmente, los EDFAs facilitan la transmisión de información incluyendo voz (conversaciones telefónicas), video (canales de TV) y datos (redes de computadoras); además estos amplificadores se pueden utilizar en tecnología de detección óptica. Los EDFAs tienden a establecerse como los amplificadores más atractivos para comunicaciones ópticas en la ventana de 1.55  $\mu m$ , al igual que los amplificadores Raman y los AOS (Amplificador Optico de Semiconductor) en óptica integrada.

Un EDFA es un dispositivo que permite amplificar señales ópticas directamente de señales ópticas, sin necesidad de cambiar las señales ópticas a eléctricas. Esta amplificación se debe a impurezas de Erbio adicionadas en el núcleo de sílice que hacen

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>EDFA por sus siglas en inglés "Erbium Doped Fiber Amplifier".

posible la amplificación por emisión estimulada. Un circuito amplificador sencillo consiste de una fibra dopada con erbio, un acoplador dicroico para multiplexar la señal de entrada y el bombeo del diodo laser; sistemas más sofisticados incluyen filtros de bombeo para remover, o regresar el bombeo no usado a la salida de la fibra, filtros supresores de emisión espontánea amplificada (ASE)<sup>2</sup> y aplanamiento del espectro de ganancia; además de aisladores para sustraer reflexiones indeseadas o retroesparcimiento.

Los EDFAs han incrementado la capacidad de transportación de información a distancias largas por medio de cables de fibra óptica. Estas distancias son ya de miles de kilómetros, sin embargo el desempeño de estos sistemas de transmisión por amplificación óptica puede verse afectado por el promedio de la figura de ruido de los EDFAs. En 1993 Taylor reportó un incremento en el promedio de la figura de ruido en una línea de comunicación de larga distancia. Este cambio que deterioró el desempeño del sistema de transmisión fue atribuido a pérdidas dependientes de la polarización (PDL)<sup>3</sup>. Este efecto decrementa la ganancia del sistema para una señal polarizada. Posteriormente en 1994 Mazurczyk y Zyskind demostraron que una parte importante de este deterioro se origina en los amplificadores de fibra de erbio a través de la ganancia dependiente de la polarización (PDG)<sup>4</sup>. En cada EDFA se presenta el fenómeno de fusión de agujeros de polarización (PHB)<sup>5</sup> que da como resultado una ganancia baja para señales de saturación y una ganancia alta para el ruido. Además encontraron que la polarización del bombeo también contribuye a los efectos observados; aunque consideraron que debido a que no existe correlación entre los estados de polarización de las diferentes fuentes de bombeo, este último efecto no se acumula en enlaces de larga distancia. Cuando varios EDFAs se encadenan, el nivel de la emisión espontánea amplificada (ASE) aumenta notablemente al final de la cadena y conduce a una degradación de la razón señal a ruido y de la ganancia del sistema. Hasta ahora la

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>ASE por sus siglas en inglés "Amplified Spontaneous Emission".

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>**PDL** por sus siglas en inglés "Polarization Dependent Loss".

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>**PDG** por sus siglas en inglés "Polarization Dependent Gain".

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>**PHB** por sus siglas en inglés "Polarization Hole Burning".

influencia de la birrefringencia de la fibra no ha sido considerada en relación con estos fenómenos.

La fuente de la ganancia dependiente de la polarización (PDG) en EDFAs ha sido identificada como la fusión de agujeros de polarización (PHB) y surge de las orientaciones distribuidas aleatoriamente de los iones de erbio en la matriz de vidrio y de la selectiva desexcitación de esos iones por una señal polarizada. Aunque en comunicaciones ópticas se ha considerado deseable que los amplificadores no presenten una sensibilidad alta al estado de polarización de la señal, cuando se desea utilizarlos en sensores interferométricos de fibra óptica es conveniente que preserven el estado de polarización de la señal de entrada y que la amplifiquen de manera preferente. Debido a esto, en este trabajo se analiza con detalle el efecto introducido al embobinar la fibra dopada con erbio. El modelo desarrollado complementa el modelo de J.N. Ross (1984). Nuestro modelo permite realizar la caracterización geométrica y de birrefringencia, para observar que efecto tiene sobre el desempeño del EDFA y algo muy importante, a la vez nos permite determinar el estado de polarización a la salida de la bobina helicoidal.

Para estudiar la influencia de la birrefringencia inducida en la fibra activa, en este trabajo se emplean una señal y un bombeo polarizados linealmente, usando varias orientaciones relativas de sus estados de polarización, de tal forma que se pueda observar como modifican la ganancia dependiente de la polarización. Así mismo es de gran interés conocer si estas señales amplificadas mantienen su estado de polarización.

En distintos artículos, se plantean algunos modelos para tratar el comportamiento de una fibra curvada y como modelar una hélice de fibra [Tentori Santa Cruz *et al.*, 1999]. En general, estos modelos predicen pérdidas de potencia, deformación del campo modal y birrefringencia; sin embargo no establecen un modelo que pueda predecir el estado de polarización a la salida de un embobinado controlado y caracterizado geométricamente. En el capítulo 3 se describe la construcción de la hélice, así como su caracterización geométrica. Además se plantea un método para caracterizar la birrefringencia de la fibra embobinada helicoidalmente y de esta forma conocer los ejes de birrefringencia de la bobina. En este trabajo encontramos que el modelo desarrollado por Ross, es correcto para un marco de referencia local y que debido a la topología de la fibra el marco de referencia del laboratorio en la punta de salida de la hélice presenta un giro cuyo valor puede calcularse usando el teorema de Gauss-Bonet. En otros trabajos en donde se aborda la ganancia dependiente de la polarización no se ha tomado en cuenta la birrefringencia de la fibra embobinada helicoidalmente, sólo se ha considerado el efecto debido a las orientaciones relativas de una señal de saturación y una señal pequeña de longitudes de onda muy cercanas. En nuestro trabajo se incluye el efecto debido a la orientación relativa de los estados de polarización lineales de la señal y el bombeo y de su alineación con los ejes de birrefringencia inducida. En el capítulo 4 se presenta la teoría relacionada con los EDFAs polarizados y al final se explica el arreglo utilizado para amplificar señales polarizadas, y las orientaciones utilizadas para el bombeo y la señal.

El trabajo consiste en construir un amplificador de fibra dopada con erbio que se encuentra enrollado helicoidalmente. El estado de polarización de la señal y el bombeo son manipulados mediante controladores de polarización. De los resultados obtenidos se pudo observar la ganancia dependiente de la polarización para varias longitudes de onda ( $\lambda = 1525 \ nm$  - 1545 nm), y sobre todo se observaron cambios para la distintas alineaciones utilizadas en donde predominaron algunas alineaciones que proporcionan una mayor ganancia. Nuestro arreglo presenta aún deficiencias, ya que el uso de un controlador de polarización favorece el corrimiento modal de la onda de bombeo. Parte de la potencia de bombeo se pierde, modificando la potencia de alimentación de la fibra activa. A pesar de este cambio, los resultados obtenidos muestran, en el caso de la hélice # 2, una mayor ganancia espectral cuando la orientación relativa del bombeo y la señal a la entrada de la bobina de fibra activa es ortogonal. En este caso la señal linealmente polarizada está alineada a la entrada de la fibra con la binormal. Estos resultados se presentan en el capítulo 5. A la vez se muestran resultados del grado de polarización de las señales amplificadas, ya que, debido a la falta de componentes no fue posible conocer el estado de polarización, como se pretendía en un inicio. El grado

de polarización de las señales de salida es superior, en todos los casos, al 91 %. Esta medida incluyó a la fluorescencia a esa longitud de onda, por lo que puede afirmarse que la señal de salida está polarizada, como es de esperarse, ya que está polarizada a la entrada y se amplifica por emisión estimulada.

#### I.1 Objetivos

A continuación se presentan los objetivos trazados para el presente trabajo de tesis:

- 1. Evaluar las condiciones para las que la ganancia obtenida se maximiza.
- 2. Evaluar la posibilidad de amplificar señales polarizadas conservando su estado de polarización, con miras a aplicar estos amplificadores en sensores de fibra óptica.

## Capítulo II

## Proceso de amplificación en EDFAs

En este capítulo se plantean las ecuaciones de flujo que representan el funcionamiento de un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA). Estas relaciones permiten determinar las condiciones necesarias para que se lleve a cabo la amplificación y proponer las ecuaciones que describen la ganancia de estos amplificadores tanto para señal pequeña como para señales de saturación.

## II.1 Planteamiento de las ecuaciones de población para el sistema $SiO_2 : Er^{3+}$ en un sistema de tres niveles

La manera más sencilla para tratar un amplificador de fibra de erbio consiste en considerar que el sistema sílice:erbio es un sistema de tres niveles atómicos [Becker *et al.*, 1999]. La mayor parte de las características importantes de un amplificador pueden obtenerse a partir de un modelo simple y de sus hipótesis implícitas si se considera un sistema de tres niveles como el que se muestra en la figura 1, con un estado base denotado por  $N_1$ , un estado intermedio denotado por  $N_3$  (hacia el cual se bombea la energía) y un estado  $N_2$ . Por lo general, en un buen amplificador el estado  $N_2$  tiene un tiempo de vida más largo por lo que a menudo se le denomina estado metaestable. El estado  $N_2$  es el nivel superior de la transición de amplificación y el estado  $N_1$  es el nivel inferior. Este sistema de tres niveles representa la parte de la estructura de niveles de energía del  $\text{Er}^{3+}$  que es relevante para el proceso de amplificación. Para obtener amplificación necesitamos una *inversión de población* entre los estados  $N_1$  y  $N_2$ , ya que el estado  $N_1$  es el estado base, al menos la mitad de la población total de los iones de erbio debe ser excitada al estado  $N_2$  para alcanzar la inversión de población.



Figura 1: Sistema de tres niveles de energía.

Para el caso de los amplificadores de fibra de erbio, se hace uso de que los campos de luz están confinados en un núcleo de dimensiones muy pequeñas. Las intensidades de luz alcanzadas son por tanto altas, para distancias largas, y la inversión de población se alcanza con potencias de bombeo relativamente bajas. La intensidad de flujo incidente (en número de fotones por unidad de tiempo, por unidad de área) de la luz cuya frecuencia corresponde a la transición  $1\rightarrow 3$ , se denota como  $\varphi_p$  y corresponde al *bombeo*. La intensidad de flujo incidente (en número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área), a una frecuencia que corresponde a la transición  $1\rightarrow 2$  se denota como  $\varphi_s$  y corresponde al *campo de la señal*. El cambio en la población para cada nivel se debe a la absorción de fotones del campo incidente, a la emisión espontánea, a la emisión estimulada y a otras trayectorias posibles que permiten que la energía escape hacia algún nivel de energía particular. Específicamente, denotaremos como  $\Gamma_{32}$  a la probabilidad de transición del estado  $N_3$ al estado  $N_2$ . Esta transición es no radiante.  $\Gamma_{21}$  es la probabilidad de transición del estado  $N_2$  al estado  $N_1$ . Se define a  $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$ , donde  $\tau_2$  es el tiempo de vida del estado  $N_2$ . Denotamos a la sección transversal<sup>1</sup> para la transición 1 $\rightarrow$ 3 como  $\sigma_p$  y a la sección transversal de emisión para la transición  $2\rightarrow$ 1 por  $\sigma_s$ . Las ecuaciones de flujo para los cambios de población son:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\varphi_p\sigma_p,$$
(1)

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s,$$
(2)

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\varphi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s.$$
(3)

En una situación de equilibrio, los cambios en el tiempo son nulos:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0,$$
(4)

y la población total está dada por:

$$N = N_1 + N_2 + N_3. (5)$$

Utilizando la ecuación 1, podemos escribir la población del estado  $N_3$  como:

$$N_{3} = \frac{1}{1 + \Gamma_{32}/\varphi_{p}\sigma_{p}} N_{1}.$$
 (6)

Cuando  $\Gamma_{32}$  es grande (hay un decaimiento rápido del estado  $N_3$  al estado  $N_2$ )

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>El concepto de sección transversal se presenta en el Apéndice A.

comparada con la velocidad efectiva de bombeo hacia el estado  $N_3$ ,  $\varphi_p \sigma_p$ ,  $N_3$  es casi cero, de forma tal que la población se encuentra predominantemente en los estados  $N_1$ y  $N_2$ . Utilizando la ecuación 6 para sustituir  $N_3$  en la ecuación 2, obtenemos:

$$N_2 = \frac{\varphi_p \sigma_p + \varphi_s \sigma_s}{\Gamma_{21} + \varphi_s \sigma_s} N_1. \tag{7}$$

Usando la ecuación 5 pueden deducirse los valores de las poblaciones  $N_1$  y  $N_2$ , y de la inversión de población  $N_2$ - $N_1$ :

$$N_2 - N_1 = \frac{\varphi_p \sigma_p - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\varphi_s \sigma_s + \varphi_p \sigma_p} N.$$
(8)

La condición para inversión de población y por tanto, para extraer ganancia de la transición  $2\rightarrow 1$  (suponiendo que no hay pérdidas de fondo), es que  $N_2 \geq N_1$ . El umbral corresponde a  $N_2 = N_1$  y da como resultado la siguiente expresión para el bombeo requerido:

$$\varphi_u = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2 \sigma_p}.\tag{9}$$

En una situación en la que la intensidad de la señal es muy pequeña y la razón de decaimiento  $\Gamma_{32}$  es grande comparada con la velocidad con la que se da la transición inducida por el campo de bombeo,  $\varphi_p \sigma_p$ , podemos escribir a la inversión de población como:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{\varphi'_p - 1}{\varphi'_p + 1},\tag{10}$$

donde:

$$\varphi_{p}^{'} = \frac{\varphi_{p}}{\varphi_{u}}.$$
(11)

Por abajo del umbral de bombeo la inversión es negativa; sobre el umbral de bombeo, es positiva. Cuando la inversión es negativa, existen más transiciones de absorción que de emisión a la longitud de onda de la señal y la señal ve una ganancia negativa; *i.e.*, se tiene atenuación. Por lo contrario, cuando la inversión es positiva, la señal experimenta una ganancia positiva conforme viaja a través del medio excitado. La intensidad de bombeo, en unidades de energía por unidad de área por unidad de volumen, se expresa como  $I_p=h\nu_p\varphi_p$ . Entonces, la intensidad de bombeo de umbral está dada por:

$$I_u = \frac{h\nu_p\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p\tau_2}.$$
(12)

Esta ecuación resulta fácil de comprender intuitivamente. Mientras mayor es  $\sigma_p$ , mayor es la probabilidad de que un fotón de bombeo sea absorbido, lo cual decrementa el número de fotones de bombeo necesarios para garantizar que un número apreciable de ellos sea absorbido para alcanzar el umbral. Además, mientras mayor sea  $\tau_2$ , más tiempo permanece la energía en la reserva formada por el estado  $N_2$ , y como resultado, se requieren menos fotones de bombeo, por unidad de tiempo, para mantener energía almacenada en el estado  $N_2$ . Las condiciones para contar con un umbral de bombeo bajo son: a) una sección transversal de absorción grande y b) un tiempo de vida largo del estado metaestable. Para el erbio, la situación es particularmente propicia desde el punto de vista de  $\tau_2$ , ya que el tiempo de vida en vidrio de sílice es de aproximadamente 10 ms.

#### II.2 Ganancia para señal pequeña

Consideraremos ahora que N,  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_3$  son las densidades de las poblaciones, en unidades de número de iones por unidad de volumen. Se tienen dos campos de luz que viajan a través del medio, interactuando con los iones, y tienen intensidades  $I_s$  (campo de la señal) e  $I_p$  (campo del bombeo). Los flujos fotónicos están dados por:

$$\varphi_s = \frac{I_s}{h\nu_s},\tag{13}$$

У

$$\varphi_p = \frac{I_p}{h\nu_p}.\tag{14}$$

Se considera que la señal se propaga tan sólo a lo largo de la dirección z (eje de la fibra); *i.e.*, se supone que *el problema es unidimensional*. Esta es una simplificación del carácter tridimensional de la distribución de erbio en el núcleo de la fibra y de los modos de la luz. En el caso unidimensional, las intensidades del campo de luz se obtienen de las potencias de los campos de luz utilizando la siguiente relación simplificada:

$$I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{A_{ef}},\tag{15}$$

en donde  $\Gamma$  es el factor de traslape, que representa el traslape entre los iones de erbio y el modo del campo de luz y  $A_{ef}$  es la sección transversal efectiva de la distribución de los iones de erbio<sup>2</sup>. La ecuación 15 establece esencialmente que se toma a la intensidad del campo en el punto z como el valor de su promedio<sup>3</sup> sobre la sección transversal correspondiente a dicho punto, calculado en términos de la potencia que viaja a través de la región de la fibra en la que hay erbio, dividida entre el área de su sección transversal. También supondremos en la siguiente discusión que ambos haces, el bombeo y la señal se propagan en la misma dirección; *i.e.*, que la configuración es de copropagación y no de contrapropagación.

Los campos se atenuarán o amplificarán después de una longitud infinitesimal dz a causa de los efectos combinados: de la absorción de energía por iones en el estado base  $(N_1)$  y de la emisión estimulada por iones en estados excitados  $(N_2 ext{ y } N_3)$ :

$$\frac{d\varphi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma_s\varphi_s,\tag{16}$$

 $<sup>^2 {\</sup>rm La}$  sección transversal efectiva de los <br/>iones de erbio se obtiene ajustando el perfil real de esta distribución a un perfil <br/>escalonado.

 $<sup>^{3}</sup>$ Por lo general se supone que el perfil de intensidad del campo modal es gaussiano, se calcula su valor promedio y éste se aplica (aproximación de escalón).

$$\frac{d\varphi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\sigma_p\varphi_p.$$
(17)

Esto conduce, después de algunos cálculos, a la siguiente ecuación para el crecimiento de la intensidad de la señal (o decaimiento según sea el caso):

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N.$$
(18)

De manera análoga, podemos escribir una ecuación para la atenuación de la intensidad de bombeo:

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{\Gamma_{21} + \frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N.$$
(19)

A partir de la ecuación 18, resulta claro que la condición para obtener ganancia<sup>4</sup> para el campo de la señal en cada tramo de la fibra de longitud dz es:

$$I_p \ge I_u = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2},\tag{20}$$

en donde de nuevo hemos usado la relación  $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$  y en donde  $I_u$  es la intensidad de bombeo de umbral para obtener ganancia a la longitud de onda de la señal. Este resultado es equivalente a la condición antes deducida para la inversión de población. Podemos escribir las ecuaciones de una manera más sencilla definiendo las intensidades en unidades basadas en el bombeo umbral. Estas intensidades "normalizadas" están dadas por:

$$I'_p = \frac{I_p}{I_u},\tag{21}$$

$$I_s' = \frac{I_s}{I_u}.$$
(22)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Se considera que la longitud óptima de la fibra activa del amplificador es aquella para la cual en la punta de salida se cumple la condición  $I_p = I_u$ .

Se define además a la cantidad  $\eta$  como:

$$\eta = \frac{h\nu_p \,\sigma_s}{h\nu_s \,\sigma_p},\tag{23}$$

y a la intensidad de saturación  $I_{sat}(z)$  como:

$$I_{sat}(z) = \frac{1 + I'_p(z)}{2\eta}.$$
 (24)

Las ecuaciones de propagación pueden escribirse entonces en términos de las intensidades normalizadas:

$$\frac{dI'_s(z)}{dz} = \frac{1}{1 + I'_s(z)/I_{sal}(z)} \left(\frac{I'_p(z) - 1}{I'_p(z) + 1}\right) \sigma_s I'_s(z)N,\tag{25}$$

y para el bombeo:

$$\frac{dI'_p(z)}{dz} = -\frac{1+\eta I'_s(z)}{1+2\eta I'_s(z)+I'_p(z)}\sigma_p I'_p(z)N.$$
(26)

Las ecuaciones 25 y 26 describen el comportamiento de los amplificadores de fibra activada con erbio, de la manera más sencilla posible. La ecuación de propagación de la señal conduce a una ganancia en cada tramo de la fibra de longitud dz sólo si  $I_p \ge I_u$ . Esta es la condición de umbral esperada. Cuando la intensidad de bombeo es menor que la de umbral, la señal se atenúa; cuando es mayor, la señal se amplifica. Bajo condiciones de ganancia para señal pequeña, donde  $I_s \ll I_{sat}$  (esta condición se satisface cuando la señal es débil y el bombeo es fuerte), y suponiendo por sencillez que el bombeo es constante a lo largo de z (la fibra se encuentra uniformemente invertida), la ecuación de propagación de la señal puede integrarse fácilmente para dar la señal como función de la posición a lo largo de la fibra:

$$I'_{s}(z) = I'_{s}(0) \exp(\alpha_{p} z),$$
 (27)

en donde definimos al coeficiente de ganancia  $\alpha_p$  como:

$$\alpha_p = \frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \sigma_s N. \tag{28}$$

La señal crece exponencialmente, con un coeficiente proporcional a la sección transversal de emisión de la señal y al grado de inversión de la población. Esto último está determinado por la intensidad de bombeo relativa a la de umbral. Cuando la intensidad de bombeo es muy alta, varias veces superior a la de umbral, de forma tal que todos los iones están invertidos, el coeficiente de ganancia es aproximadamente:

$$\alpha_p = \sigma_s N. \tag{29}$$

La ganancia para señal pequeña, por unidad de longitud de la fibra, para un bombeo alto, está determinada por la cantidad de erbio y la sección transversal de emisión a la longitud de onda de la señal.

#### II.3 Régimen de saturación

La ecuación 28 pierde su validez cuando la señal se incrementa tomando un valor alto y el amplificador entra en lo que se conoce como régimen de saturación. Esto ocurre cuando  $I'_s$  tiene un valor comparable a  $I_{sat}$ . El crecimiento de la señal se amortigua entonces por el factor de saturación  $1/(1+I'_s/I_{sat})$ . De hecho, cuando  $I'_s$  es muy grande y su razón con  $I_{sat}$  es grande comparada con la unidad, el crecimiento de la señal está dado, de manera aproximada por:

$$\frac{dI'_s}{dz} = I_{sat} \left(\frac{I'_p - 1}{I'_p + 1}\right) \sigma_s N,\tag{30}$$

de modo que ahora su crecimiento es lineal. En la gráfica de la figura 2 se muestra en forma clara a los dos regímenes de crecimiento de la señal. En ella se grafica la ganancia de la señal como función de la potencia de bombeo. La ganancia en dB, de la señal después de una longitud L de fibra, se define como:

$$G = 10 \log \left( \frac{I_s(z=L)}{I_s(z=0)} \right). \tag{31}$$



Figura 2: Curva de la ganancia típica de un EDFA. La línea punteada representa el comportamiento de la ganancia incluyendo la emisión espontánea amplificada (ASE).

La figura 2 se obtuvo utilizando algunos valores típicos para una fibra de aluminogermano-silicato activada con erbio, con una longitud de 15 m, una señal a  $\lambda = 1550$ nm, una señal de entrada con una potencia de -40 dBm y una longitud de onda de bombeo a  $\lambda = 980$  nm. También se muestra la ganancia obtenida cuando se modela la fibra con el efecto añadido de amplificación de la emisión espontánea. En este caso el ruido ASE empieza a tener una contribución importante en el proceso de ganancia para niveles de la señal superiores a 20 dB. Un fenómeno interesante es que la potencia de saturación  $I_{sat}$  no es constante, sino que se incrementa linealmente con el bombeo. En un sistema láser de tres niveles, los iones que decaen del nivel 2 por emisión estimulada por la presencia de la señal se encuentran de inmediato disponibles para absorber el bombeo y pueden volver al nivel excitado casi "instantáneamente", considerando que la potencia de bombeo es alta. El mantener un nivel alto de inversión en presencia de una señal de potencia alta conlleva un valor alto para la saturación de la señal. La potencia de saturación determinada experimentalmente está definida como la potencia de la señal de salida para la que la ganancia se ha reducido por 3 dB.

۵

,

## Capítulo III

# Caracterización de la estructura helicoidal de fibra óptica

En este capítulo se presentan los parámetros geométricos que se usan para describir a una hélice y la metodología seguida para la construcción de las estructuras helicoidales. Para modelar la evolución del estado de polarización de la luz a través de las fibras ópticas embobinadas helicoidalmente se hace una revisión de las matrices M y N del cálculo de Jones; así como de algunos conceptos sobre la esfera de Poincaré. Por último se explica el método utilizado para determinar la birrefringencia de la estructura helicoidal.

#### III.1 Geometría y formación de la hélice

Consideremos un cilindro recto de radio a cuyo eje coincide con el eje Oz [Piskunov, 1996]. Arrollemos sobre este cilindro un triángulo rectángulo ABC, de modo que el vértice A del triángulo coincida con el punto de intersección de la generatriz del cilindro con el eje Ox, y el cateto AB se arrolle sobre la sección de este cilindro, situada en el plano Oxy. En este caso, la hipotenusa determinará sobre el cilindro una línea llamada hélice, como se muestra en la figura 3.

Escribamos la ecuación de la hélice, designando a x, y, z las coordenadas de su


Figura 3: Formación de la hélice.

punto variable M y por t al ángulo AOP, entonces:

$$x = a\cos t, \qquad y = a\sin t, \qquad z = PM = AP\tan\theta;$$
 (32)

donde  $\theta$  designa el ángulo agudo del triángulo *BAC*. Notemos que AP=at, dado que AP es el arco de una circunferencia de radio *a* correspondiente al ángulo central *t*; designemos a tan  $\theta$  como *m*. Así, obtenemos las ecuaciones parámetricas de la hélice:

$$x = a\cos t, \qquad y = a\sin t, \qquad z = amt;$$
 (33)

o, en forma vectorial:

$$\mathbf{r} = \mathbf{i}a\cos t + \mathbf{j}a\sin t + \mathbf{k}amt. \tag{34}$$

# III.1.1 Normal principal y curvatura de la curva

La longitud de arco de una curva se determina de manera semejante a la de una curva plana. Cuando un punto variable A(x,y,z) se desplaza a lo largo de la curva, la longitud

de arco s cambia y, viceversa, cuando s varía, las coordenadas x, y, z del punto variable A de la curva cambian también. Por tanto, se puede considerar a las coordenadas x, y, z del punto variable A de la curva como funciones de la longitud de arco s:

$$x = \varphi(s), \qquad y = \psi(s), \qquad z = \chi(s).$$
 (35)

En estas ecuaciones paramétricas de la curva el parámetro es la longitud de arco s. El vector **r** se expresa ahora como:

$$\mathbf{r} = \varphi(s)\mathbf{i} + \psi(s)\mathbf{j} + \chi(s)\mathbf{k},\tag{36}$$

0

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(s); \tag{37}$$

es decir, el vector  $\mathbf{r}$  es función de la longitud de arco s. Por otra parte, tenemos la igualdad:

$$\lim \left| \frac{\overline{AB}}{\overline{AB}} \right| = 1, \tag{38}$$

límite del cociente de la longitud de la cuerda por la longitud del arco. Por consiguiente, d $\mathbf{r}$ /ds es un vector unitario en la dirección de la tangente; designemos este vector por  $\boldsymbol{\sigma}$ :

$$\frac{d\mathbf{r}}{ds} = \boldsymbol{\sigma}.\tag{39}$$

Observando la figura 4, vemos que  $K \cdot L_1 = \Delta \boldsymbol{\sigma}$  y según lo demostrado, la longitud del vector  $\boldsymbol{\sigma}$  no varía, entonces  $|\boldsymbol{\sigma}| = |\boldsymbol{\sigma} + \Delta \boldsymbol{\sigma}|$ ; por consiguiente el triángulo  $BKL_1$  es isóceles. El ángulo  $\Delta \boldsymbol{\varphi}$  de este triángulo es el ángulo de rotación de la tangente a la curva, cuando se pasa del punto A al punto B, es decir, el ángulo correspondiente al incremento de la longitud de arco  $\Delta s$ .



Figura 4: Parámetros de interés en una línea curva: vectores tangente, curvatura, curvatura media y normal principal.

A la razón del ángulo  $\Delta \varphi$  de rotación de la tangente, a la longitud  $\Delta s$  del arco AB, al pasar del punto A al punto B se llama *curvatura media* del arco AB.

$$Curvatura \quad media = \left|\frac{\Delta\varphi}{\Delta s}\right|. \tag{40}$$

Al límite de la curvatura media, cuando  $\Delta s \rightarrow 0$ , se denomina *curvatura* de la línea en el punto A y se designa por K:

$$K = \lim_{\Delta s \to 0} \left| \frac{\Delta \varphi}{\Delta s} \right| = \left| \frac{d\sigma}{ds} \right|.$$
(41)

Así, el vector  $d\sigma/ds$  está dirigido según la perpendicular a la tangente y su módulo es igual a la curvatura de la curva en este punto. La recta cuya dirección es la del vector  $d\sigma/ds$  se llama normal principal de la curva en el punto dado. Designemos por **n** el vector unitario en esta dirección. Puesto que la longitud del vector  $d\sigma/ds$  es igual a la curvatura de curva K, tenemos:

$$\frac{d\boldsymbol{\sigma}}{ds} = K\mathbf{n}.\tag{42}$$

La magnitud 1/K, inverso de la curvatura, se llama *radio de curvatura* de esta línea en el punto dado y se designa por R, es decir, 1/K=R. Entonces se puede escribir:

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{ds^2} = \frac{d\boldsymbol{\sigma}}{ds} = \frac{\mathbf{n}}{R}.$$
(43)

La fórmula de la curvatura también se puede escribir como:

$$K^{2} = \frac{1}{R^{2}} = \frac{\left|\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \frac{d^{2}\mathbf{r}}{dt^{2}}\right|^{2}}{\left\{\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)^{2}\right\}^{3}}.$$
(44)

Aplicando esta fórmula para encontrar la curvatura de una hélice, tenemos que:

$$K^{2} = \frac{1}{R^{2}} = \frac{1}{a^{2}(1+m^{2})^{2}};$$
(45)

donde:

$$m = \tan \theta; \tag{46}$$

por tanto:

$$R = a(1+m^2) = constante.$$
<sup>(47)</sup>

### III.1.2 Plano osculador, binormal y torsión

El plano que contiene la tangente y la normal principal a una curva dada en un punto A se llama *plano osculador* en este punto A. Cuando una curva es plana, el plano osculador coincide con el plano de la curva. Si la curva no es plana, los planos osculadores en los puntos P y  $P_1$  de la curva, forman entre sí un ángulo. Cuanto mayor es este ángulo, tanto más la curva se diferencia de la curva plana.

La normal a la curva, perpendicular al plano osculador, se llama *binormal*. En virtud de la definición de los productos vectorial y escalar de vectores tenemos:

$$\mathbf{b} = \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{n}, \qquad \mathbf{b} \bullet \mathbf{b} = 1; \tag{48}$$

determinando la derivada d $\mathbf{b}/d\mathbf{s}$  nos queda:

$$\frac{d\mathbf{b}}{ds} = \frac{d(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{n})}{ds} = \frac{d\boldsymbol{\sigma}}{ds} \times \mathbf{n} + \boldsymbol{\sigma} \times \frac{d\mathbf{n}}{ds}; \tag{49}$$

y la fórmula toma la forma:

$$\frac{d\mathbf{b}}{ds} = \boldsymbol{\sigma} \times \frac{d\mathbf{n}}{ds}.\tag{50}$$

Designemos por 1/T al módulo del vector db/ds, es decir, hagamos:

$$\left|\frac{d\mathbf{b}}{ds}\right| = \frac{1}{T}.\tag{51}$$

Entonces,

$$\frac{d\mathbf{b}}{ds} = \frac{1}{T}\mathbf{n}.\tag{52}$$

La magnitud 1/Tse llama torsión de la curva dada. Igualando las ecuaciones 50 y 52 nos queda:

$$\frac{1}{T}\mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma} \times \frac{d\mathbf{n}}{ds}.$$
(53)

Finalmente obtenemos una expresión para la torsión, que tiene la siguiente forma:

$$\frac{1}{T} = -\frac{\frac{d\mathbf{r}}{dt} \left(\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} \times \frac{d^3\mathbf{r}}{dt^3}\right)}{\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2}\right)^2} = \tau.$$
(54)

Aplicando esta fórmula para la torsión de una hélice nos queda que:

$$\tau = -\frac{m}{a\,(1+m^2)}.$$
(55)

# III.2 Definición de la matriz M

El efecto de una placa de material anisotrópico, tal como un cristal, sobre un haz de luz colimada y polarizada siempre puede representarse matemáticamente como una transformación lineal de las componentes del vector de campo eléctrico de la luz [Jones, 1941]. El efecto de la placa retardadora, de un absorbedor anisotrópico, de un cristal, etc., puede ser representado como una matriz que opera sobre el vector eléctrico de la luz incidente. Dado que una onda plana de luz se caracteriza por medio de la fase y amplitud de las dos componentes transversales del vector de campo eléctrico, las matrices involucradas son matrices de  $2 \ge 2$ , con elementos que son en general complejos. Partiendo de la propiedad asociativa de las matrices, podemos decir que las propiedades de birrefringencia del sistema óptico completo también pueden ser representadas por una matriz de  $2 \ge 2$ .

Considere un sistema de coordenadas rectangular de mano derecha, x, y, z. Se considera que los elementos del sistema óptico son placas planas alineadas a lo largo del eje z, el cual es perpendicular al plano de las placas. El sistema óptico siempre se describirá como visto desde un punto ubicado sobre la rama positiva del eje z, colocado más lejos que cualquiera de los elementos del sistema; con esta convención, las posiciones relativas de los ejes x y y, sobre el plano xy son las siguientes: la rama positiva del eje x puede superponerse sobre la rama positiva del eje y, girando al eje x90° en dirección opuesta a las manecillas del reloj.

Los dos ejes principales de la i-ésima placa retardadora o polarizador parcial se describen usando las coordenadas  $x'_i y y'_i$ . Se establece la orientación de las direcciones positivas de estos ejes con respecto a las direcciones positivas de los ejes x y y. Con base en esto, podemos definir la orientación del i-ésimo elemento a través del ángulo  $\omega_i$  medido en la dirección contraria a las manecillas del reloj, partiendo de la rama positiva del eje x, hasta alcanzar la rama positiva del eje  $x_i$ . La luz esta representada por ondas planas que se propagan en cualquier dirección a lo largo del eje z. El estado de polarización está completamente definido, si se conocen las amplitudes y las fases de las componentes x y y del vector de campo eléctrico de la onda luminosa. Para cualquier punto fijo a lo largo del eje z, estas componentes pueden escribirse en la forma compleja usual como:

$$E_x = A_x \exp\left[i\left(\epsilon_x + 2\pi\nu t\right)\right],\tag{56}$$

$$E_y = A_y \exp\left[i\left(\epsilon_y + 2\pi\nu t\right)\right]; \tag{57}$$

en donde  $A_x$  y  $A_y$ ,  $\epsilon_x$  y  $\epsilon_y$  son reales. Si  $\epsilon_x$ - $\epsilon_y$  es un múltiplo entero de  $\pi$ , la luz está linealmente polarizada; en cualquier otro caso, estará elípticamente polarizada. Vamos a considerar el cambio en el carácter de la onda de luz conforme pasa a través de una placa retardadora o de un polarizador parcial. De hecho, para evitar tratar por separado ambos casos, propondremos que ambos índices de refracción y ambos coeficientes de absorción sean distintos a lo largo de los dos ejes principales (x' y y') de la placa. Si se conocen las componentes x' y y' del vector de campo eléctrico ( $E_{x'0}$ y  $E_{y'0}$ ) cuando incide sobre la placa, entonces las componentes correspondientes para la luz emergente son:

$$E_{x'1} = E_{x'0} \exp\left[-i\left(2\pi d/\lambda\right)\left(n_{x'} - ik_{x'}\right)\right] = N_{x'}E_{x'0},\tag{58}$$

$$E_{y'1} = E_{y'0} \exp\left[-i\left(2\pi d/\lambda\right)\left(n_{y'} - ik_{y'}\right)\right] = N_{y'}E_{y'0}.$$
(59)

En estas expresiones, d es el grueso de la placa,  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz en el vacío, las n son los índices de refracción principales y las k son los coeficientes de extinción principales. El coeficiente de extinción es un tipo particular de coeficiente de absorción de amplitud. Las N son meras abreviaciones de las expresiones exponenciales. En el caso de una placa retardadora, las k son las mismas y las n son distintas. En la práctica, por supuesto, es difícil garantizar que un polarizador parcial no es birrefringente. Por lo general, lo que nos interesa conocer es el cambio en las componentes x y y de la onda de luz y no el cambio en las componentes x' y y'. Si  $\omega$  es el ángulo medido en sentido contrario a las manecillas del reloj, desde la rama positiva del eje x a la rama positiva del eje x', se tiene que:

$$E_{x'} = E_x \cos \omega + E_y \sin \omega, \tag{60}$$

$$E_{y'} = -E_x \sin \omega + E_y \cos \omega. \tag{61}$$

La eliminación de las componentes x' y y' en las ecuaciones 58, 59, 60 y 61 da como resultado:

$$E_{x1} = \left( N_{x'} \cos^2 \omega + N_{y'} \sin^2 \omega \right) E_{x0} + \left( N_{x'} - N_{y'} \right) \sin \omega \cos \omega E_{y0}, \tag{62}$$

$$E_{y1} = \left( N_{x'} - N_{y'} \right) \sin \omega \cos \omega E_{x0} + \left( N_{x'} \sin^2 \omega + N_{y'} \cos^2 \omega \right) E_{y0}.$$
(63)

Las ecuaciones 62 y 63 son relaciones importantes entre las componentes x y y de la luz incidente y la luz emergente, que pueden reescribirse en una forma más simple usando notación matricial. Definiendo a M como una matriz de 2 x 2:

$$\mathbf{M} \equiv \begin{bmatrix} m_1 & m_4 \\ m_3 & m_2 \end{bmatrix},\tag{64}$$

donde:

$$m_1 = N_{x'} \cos^2 \omega + N_{y'} \sin^2 \omega, (65)$$

$$m_2 = N_{x'} \sin^2 \omega + N_{y'} \cos^2 \omega, \qquad (66)$$

$$m_3 = m_4 = \left(N_{x'} - N_{y'}\right)\sin\omega\cos\omega.$$
(67)

Definiendo también a  $\varepsilon_0$  y  $\varepsilon_1$  como los vectores columna:

$$\varepsilon_0 \equiv \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix}, \tag{68}$$

$$\varepsilon_1 \equiv \begin{bmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \end{bmatrix}. \tag{69}$$

Las relaciones marcadas como 62 y 63 pueden escribirse usando la ecuación vectorial:

$$\varepsilon_1 = \mathbf{M}\varepsilon_0. \tag{70}$$

La matriz M, a su vez, puede escribirse en términos mas simples. Definiendo a la matriz  $S(\omega)$  como:

$$\mathbf{S}(\omega) \equiv \begin{bmatrix} \cos \omega & -\sin \omega \\ \sin \omega & \cos \omega \end{bmatrix}; \tag{71}$$

y a la matriz:

$$\mathbf{M}' \equiv \begin{bmatrix} M_{x'} & 0\\ 0 & M_{y'} \end{bmatrix}.$$
(72)

Podemos escribir a M como:

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(\omega)\mathbf{M}'\mathbf{S}(-\omega); \tag{73}$$

y usando esta relación, reescribir la ecuación 70 como:

$$\varepsilon_1 = \mathbf{S}(\omega) \mathbf{M}' \mathbf{S}(-\omega) \varepsilon_0. \tag{74}$$

Esta notación nos permite representar el efecto de una placa retardadora o de un polarizador parcial como un operador matricial que opera sobre el vector que describe la intensidad y la polarización de la luz incidente. El operador matricial se dividió en el producto de dos tipos de matrices, la primera de ellas, M', describe al elemento óptico sin considerar su orientación y la segunda de ellas, S, describe su orientación.

# III.3 Matriz N

Para contrastar el procedimiento utilizado anteriormente, con el que se presenta ahora, debe enfatizarse que este cálculo no pretende describir el estado de polarización en cada punto del sistema óptico, sino sólo en algunos puntos del sistema; específicamente, en los espacios que separan a las unidades designadas como elementos del sistema óptico. Esta limitación se presentó de manera natural debido al tipo de descripción utilizada basada en operadores matriciales que asignan una sola matriz para describir el comportamiento global de un elemento óptico, la cual no provee información sobre el comportamiento en el interior de cada uno de estos elementos.

A continuación se propone una aproximación más detallada, que permite determinar como evoluciona el campo eléctrico en cada punto a lo largo de la trayectoria de la luz. El operador matricial **M** del elemento completo está representado como una integral de línea de una matriz **N**, la cual contiene la información de cada sección del medio birrefringente a lo largo de la trayectoria del rayo.

# III.3.1 Definición de la matriz N

Se supone que el medio birrefringente tiene caras planas y paralelas y que es homogéneo transversalmente en cada capa con superficies planas, paralelas a las superficies externas del cristal [Jones, 1948]. El origen de coordenadas se encuentra en la superficie en la que entra la luz y la rama positiva del eje z se extiende hacia el interior del cristal. Considere primero que la matriz  $\mathbf{M}_{z,z'}$  describe las propiedades ópticas de una capa delgada del cristal, cuyas superficies tienen coordenadas z y z'. Entonces, por definición:

$$E_{z'} = \mathbf{M}_{z,z'} E_z. \tag{75}$$

La matriz N en la coordenada z se define como:

$$N_{z} \equiv \lim_{z'=z} \frac{M_{z,z'} - 1}{z' - z}.$$
(76)

Sea  $M_z$  la matriz que representa la parte del cristal colocada entre la superficie en la que la luz entra y la superficie paralela a una profundidad z:

$$E_z = \mathbf{M}_z E_0,\tag{77}$$

en donde  ${\cal E}_0$  es el vector eléctrico de la luz que entra al cristal:

$$E_0 = A_0 \exp\left[i\omega t - 2\pi (k+in)z/\lambda\right],\tag{78}$$

donde  $A_0$  es la amplitud de la onda plana a la entrada del medio birrefringente. La matriz  $M_{z,z'}$  puede reescribirse entonces:

$$\mathbf{M}_{z,z'} = \mathbf{M}_{z'}\mathbf{M}_{z}^{-1}.$$
(79)

Sustituyendo la ecuación 79 en la ecuación 76 se obtiene:

$$\mathbf{N}_{z} \equiv \lim_{z'=z} \frac{\mathbf{M}_{z'} - \mathbf{M}_{z}}{z' - z} \mathbf{M}_{z}^{-1} = \left(\frac{d\mathbf{M}_{z}}{dz}\right) \mathbf{M}_{z}^{-1},\tag{80}$$

0

$$\mathbf{N} \equiv \left(\frac{d\mathbf{M}}{dz}\right) \mathbf{M}^{-1},\tag{81}$$

donde el subíndice z se ha omitido debido a que ya no se necesita. Debe recordarse sin embargo, que tanto **M** como **N** son funciones de z. La ecuación 81 representa la definición de la matriz **N**. Escribiendo la ecuación 81 de la forma:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dz} = \mathbf{N}\mathbf{M},\tag{82}$$

resulta evidente que N es el operador que determina dM/dz a partir de M.

# III.3.2 Rotación del elemento óptico

A continuación se demuestra que las matrices  $\mathbf{N}$  se transforman, ante la rotación del elemento óptico, de la misma manera que las matrices  $\mathbf{M}$ . Suponga una rotación que gire la rama positiva del eje x hacia la rama positiva del eje y, es positiva. Entonces, la rotación del elemento óptico un ángulo positivo  $\omega$ , hace que la matriz  $\mathbf{M}$  se transforme de acuerdo a las relaciones:

$$\mathbf{M}' = \mathbf{S}(\omega)\mathbf{M}\mathbf{S}(-\omega),\tag{83}$$

$$\mathbf{M}^{\prime -1} = \mathbf{S}(\omega)\mathbf{M}^{-1}\mathbf{S}(-\omega), \tag{84}$$

donde  $\mathbf{S}(\omega)$  es la matriz de rotación:

$$\mathbf{S}(\omega) \equiv \begin{bmatrix} \cos \omega & -\sin \omega \\ \sin \omega & \cos \omega \end{bmatrix}.$$
(85)

Derivando la ecuación 83 con respecto a z:

$$\frac{d\mathbf{M}'}{dz} = \mathbf{S}(\omega) \frac{d\mathbf{M}}{dz} \mathbf{S}(-\omega), \tag{86}$$

y sustituyendo las ecuaciones 84 y 86 en la ecuación 81, se encuentra que:

$$\mathbf{N}' = \frac{d\mathbf{M}'}{dz}\mathbf{M}'^{-1} = \mathbf{S}(\omega)\mathbf{N}\mathbf{S}(-\omega),\tag{87}$$

que es la relación que se quería demostrar.

# III.3.3 Matrices N para retardos lineal y circular distribuidos

Jones (1948) demostró que para birrefringencia lineal distribuida (eje rápido =  $0^{\circ}$ ):

$$N = g_o \begin{bmatrix} i & 0\\ 0 & -i \end{bmatrix}; \tag{88}$$

donde  $g_o = \pi (n_y - n_x)/\lambda$ ; siendo  $n_y$  y  $n_x$  los índices de refracción del eje lento y el eje rápido, respectivamente. La matriz N para birrefringencia circular distribuida es:

$$\chi = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}; \tag{89}$$

donde  $\chi = \pi (n_R - n_L)/\lambda$ ; los índices de refracción  $n_R$  y  $n_L$  corresponden a los índices de refracción para la luz polarizada circularmente hacia la derecha  $(n_R)$  y hacia la izquierda  $(n_L)$ .

# III.4 Evolución de la polarización en una estructura helicoidal de fibra óptica

Las propiedades de polarización óptica de fibras monomodo son importantes en aplicaciones basadas en el uso de luz coherente polarizada, tales como los sensores interferométricos de fibra óptica y sistemas de comunicación coherente [Tentori Santa Cruz *et al.*, 2000 a]. Varios mecanismos de birrefringencia y combinaciones de éstos han sido desarrollados para controlar la evolución de la polarización de luz a lo largo de la fibra. Papp y Harms (1977) sugirieron la aplicación de fibras enrolladas helicoidalmente para este propósito. A partir de entonces, las propiedades de polarización de fibras helicoidalmente han sido estudiadas por varios autores.

Ross (1984) demostró que para las fibras enrolladas helicoidalmente la evolución del estado de polarización de la luz se puede describir usando el modelo desarrollado por R.C. Jones para cristales torcidos. En este caso la estructura de fibra helicoidal se comporta como la combinación de un retardador *lineal* distribuido y un retardador *circular* distribuido. Ya que el retardo lineal y el retardo circular se pueden seguir fácilmente sobre la esfera de Poincaré, en el presente trabajo aplicamos cálculo de Mueller para describir la evolución del estado de polarización de la luz. La matriz de Jones que nos representa la birrefringencia de la fibra enrollada helicoidalmente ha sido traducida a matrices de Mueller y el estado de polarización de la luz está expresado en términos de los parámetros de Stokes.

# III.5 Esfera de Poincaré

### III.5.1 Descripción

La esfera de Poincaré es una especia de mapa. Más específicamente, es una superficie esférica de radio unitario en donde cada punto representa un estado de polarización distinto [Shurcliff y Ballard, 1964]. Cualquier problema que involucre el efecto de un retardador sobre un haz de luz polarizada puede resolverse "navegando" sobre la esfera. El proceso es simple porque la navegación se efectúa siempre a lo largo de un arco de círculo. Algunos autores describen el proceso de navegación como una rotación de la esfera: pero esto no es correcto ya que el proceso real de trazar un arco de círculo considera que la esfera está fija.

# III.5.2 Representación

La figura 5 nos muestra como ubicar los diferentes estados de polarización sobre la esfera. Los polos norte y sur corresponden a la polarización izquierda y derecha, respectivamente. Cada punto sobre el ecuador representa un estado de polarización lineal. Cada punto corresponde a una dirección de vibración distinta. Quizás el punto más importante es el punto H ubicado sobre el ecuador; representa luz linealmente polarizada, con una dirección de vibración horizontal. La latitud y la longitud se definen a partir de este punto. El punto V, diametralmente opuesto al punto H, representa a la luz linealmente polarizada que vibra en una dirección vertical. Dos puntos cualquiera, diametralmente opuestos, representan un par ortogonal de estados de polarización. La esfera de Poincaré es una herramienta muy adecuada para tratar con retardadores, proporciona un método sencillo para determinar el efecto de cualquier retardador sobre cualquier haz de luz monocromática completamente polarizada. Se marca el punto P



Figura 5: Esfera de Poincaré.

que corresponde al estado de polarización del haz incidente. Se marca el punto R que designa la orientación del eje rápido del retardador y se traza el arco correspondiente. El eje del arco es el radio-vector que va del centro de la esfera al punto R y el punto de partida del arco es el punto P. La longitud del arco, en grados, es el retardo  $\delta$  del retardador, como se muestra en la figura 6.

El arco siempre se dibuja en el sentido de las manecillas del reloj para un observador colocado fuera de la esfera, sobre el eje definido por el radio-vector que pasa por el punto R. El punto final del arco es la respuesta: designa el estado de polarización de la luz que emerge del retardador. El método se aplica a cualquier caso, el retardador puede ser lineal, circular o elíptico y la polarización del haz incidente puede tener cualquier estado. La simplicidad del método es maravillosa, no es necesario tomar en cuenta amplitudes, fases, intensidades, ya que todo lo que se necesita saber está incorporado a la esfera. De hecho podría considerarse a la esfera como una computadora analógica, concebida de manera tan ingeniosa por Poincaré que el proceso completo se reduce a



Figura 6: Trazado del arco para localizar el punto donde se encuentra un estado de polarización resultante.

marcar dos puntos y dibujar un arco.

# III.6 Medida de la birrefringencia

# III.6.1 Introducción

Es importante entender las propiedades de polarización de las estructuras helicoidales de fibra óptica así como ser capaz de medirlas. En esta sección se presenta el método utilizado para llevar a cabo dicha medida. Es simple y no es destructivo. Existe un problema práctico que no ha sido tomado en cuenta en el estado de polarización de la luz a la salida de la fibra helicoidal, esto es, un desplazamiento introducido por la topología de la fibra sobre la orientación del marco de referencia a la salida de la fibra. La orientación del marco de referencia usado para medir el estado de polarización de la luz varía al trasladarse paralelamente debido a la topología de la fibra. En las secciones siguientes se presenta una descripción detallada del sistema de medición y el procedimiento usado para llevar a cabo estas medidas. El modelo utilizado se basa en la descripción de la matriz de Jones desarrollada por Ross (1984). La evaluación no destructiva de la actividad óptica equivalente y el retardo lineal equivalente de una hélice de fibra se realizan usando la trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré cuando la orientación azimutal de la luz linealmente polarizada a la entrada se rota 360°.

# III.6.2 Representación matricial de fibras helicoidales

La mayor parte de los trabajos que describen la evolución del estado de polarización de la luz en fibras embobinadas helicoidalmente suponen que la birrefringencia lineal es despreciable o nula. En este caso, la fibra monomodal se describe como una línea matemática y se asume que no existe una torsión real aplicada al material. Por otra parte, cuando la birrefringencia lineal inducida por la curvatura de la fibra se toma en cuenta, ambas contribuciones (topología de la fibra y torsión de la fibra) se confunden y el modelo final es equivalente a la matriz del modelo desarrollado por Jones (1948) para describir un cristal torcido. A continuación hacemos uso de las propiedades físicas y geométricas de la fibra para demostrar que estas contribuciones son diferentes. Para aplicar el cálculo de polarización de Jones a una estructura helicoidal de fibra es necesario tomar en cuenta que ha sido desarrollado para frentes de onda planos propagándose a lo largo de un eje recto. El sistema de coordenadas Cartesianas usadas para describir el estado de polarización de la luz tiene uno de sus ejes alineados con la dirección de propagación, si esta dirección es alineada con el eje z, el estado de polarización de la luz está definido por las componentes complejas del campo eléctrico  $E_x$  y  $E_{y,a}$  lo largo de los ejes x y y.

Para una fibra helicoidal, considerando una aproximación de onda plana, tenemos que el vector de propagación  $\mathbf{k}$  siempre es paralelo al vector tangente a la hélice; este vector tangente, paralelo al eje de la fibra, define en cada punto a lo largo de la fibra, el eje local z. Para seleccionar las direcciones de las componentes del campo eléctrico,

debemos recordar que en este caso, debido a su curvatura, dentro de cada rebanada delgada de fibra helicoidal tenemos birrefringencia lineal inducida por arqueamiento. Esta birrefringencia lineal es producida por la compresión transversal aplicada a lo largo de la dirección del radio de curvatura [Ulrich *et al.*, 1980], como consecuencia, el eje rápido del retardador lineal local es ortogonal a la normal de la hélice. Usando un marco local podemos representar las propiedades de la birrefringencia de esta rebanada delgada de fibra usando la matriz  $\mathbf{N}$  de Jones de un retardador lineal distribuido cuyo azimut es ortogonal a la normal y al vector tangente; *i.e.*, tiene la dirección de la binormal. Para considerar la siguiente rebanada delgada de nuestro retardador lineal distribuido debemos tomar en cuenta que, a causa de la torsión de la hélice, se tiene un diferente ángulo azimutal como se muestra en la figura 7.



Figura 7: Debido a la curvatura de la fibra, cada rebanada delgada de fibra helicoidal es un retardador lineal.

Esta falta de alineación entre las orientaciones azimutales de un retardador lineal delgado y el siguiente, introduce un retardo circular. El marco de referencia local rota a lo largo de la fibra a una razón de  $\tau$  [Tang, 1970]. Esta birrefringencia circular producida por la torsión de la hélice se puede describir usando la matriz N de Jones de un retardador circular distribuido. De manera, que el cero del ángulo azimutal está

definido por los ejes de la birrefringencia lineal a la entrada de la fibra. La matriz N global que resulta de la adición de ambas contribuciones es [Jones, 1948],[Ross, 1984],[Tentori Santa Cruz *et al.*, 2000 a]:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} (\beta/2 - k)i & \tau \\ -\tau & -(\beta/2 - k)i \end{bmatrix}.$$
(90)

Debemos decir que en la ecuación 90, la contribución dada por la trayectoria seguida por el vector de propagación **k** no ha sido considerada. En relación con la birrefringencia lineal distribuida  $\beta$ , se ha demostrado que el arqueamiento la induce [Ulrich *et al.*, 1980],[Barlow y Payne, 1983]. Este valor se puede calcular de:

$$\beta = \beta_o(r\kappa)^2; \tag{91}$$

donde  $\beta_o$  es una constante especificada por las propiedades fotoelásticas del vidrio de sílice usado para fabricar las fibras, r es el radio de la sección transversal de la fibra y,  $\kappa$  la curvatura de la fibra debida al arqueamiento. Con respecto a la birrefringencia circular distribuida, la forma geométrica la induce; *i.e.*, está dada por la torsión de la hélice,  $\tau$ . De aquí podemos utilizar la notación de la matriz **N** de Jones (1948) o las ecuaciones de ondas acopladas de Ross (1984), para obtener al final el mismo resultado. La matriz de polarización **M** de 2 x 2 que relaciona la amplitud del campo eléctrico polarizado en la cara de entrada de la fibra,  $\mathbf{A}_o$ , con la amplitud del campo eléctrico a la salida de la fibra, **A**, localizado en una posición *s* medida a lo largo de la hélice,

$$\mathbf{A}(s) = \mathbf{M}\mathbf{A}_o;\tag{92}$$

es:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \cos \Gamma s + \frac{1}{2} \beta i (\sin \Gamma s / \Gamma) & (\tau \sin \Gamma s) / \Gamma \\ -(\tau \sin \Gamma s) / \Gamma & \cos \Gamma s - \frac{1}{2} \beta i (\sin \Gamma s / \Gamma) \end{bmatrix};$$
(93)

donde  $\Gamma^2 = \tau^2 + \frac{1}{4}\beta^2$ .

Se ha demostrado que esta matriz se puede reescribir como [Ross, 1984]:

$$\mathbf{M} - \mathbf{S}(\theta) \mathbf{GS}(\theta); \tag{94}$$

y usando el cálculo de Jones, se puede entender como la combinación de un rotador circular equivalente y un retardador lineal inclinado equivalente:

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(\theta)\mathbf{GS}(-\theta)\mathbf{S}(2\theta) = \mathbf{S}(2\theta)\mathbf{S}(-\theta)\mathbf{GS}(\theta).$$
(95)

La matriz  $\mathbf{S}(\theta)$  en las ecuaciones 94 y 95 corresponde a un rotador circular izquierdo que introduce un retardo circular total  $2\theta$ :

$$\mathbf{S}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}.$$
 (96)

La matriz **G** representa un retardador lineal homogéneo, que introduce un retardo total  $2\gamma$ , con su eje rápido orientado de manera que su azimuth es cero,

$$\mathbf{G}(0) = \begin{bmatrix} e^{i\gamma} & 0\\ 0 & e^{-i\gamma} \end{bmatrix}.$$
(97)

De las ecuaciones 93 a 97:

$$\tan(\gamma) = (\beta/2\Gamma) \tan \Gamma s \cos 2\theta, \tag{98}$$

$$\tan(2\theta) = -(\tau/\Gamma)\tan\Gamma s. \tag{99}$$

Las matrices de Mueller que corresponden a un rotador circular izquierdo con un retardo circular total  $2\theta$  y ángulo azimutal cero es [Kliger *et al.*, 1990]:

$$\mathbf{S}(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$
 (100)

Para un retardador lineal homogéneo con un retardo total  $2\gamma$  y eje rápido con ángulo azimutal cero, la matriz correspondiente es:

$$\mathbf{G}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma \\ 0 & 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma \end{bmatrix}.$$
 (101)

Aquí, sólo estamos considerando la contribución de la torsión para el desplazamiento del ángulo azimutal del retardador lineal, en la misma forma como en el caso de un cristal torcido [Jones, 1948]. En complemento, a causa de la topología de la fibra, tenemos que el transporte paralelo del marco de referencia en la cara de entrada produce una rotación adicional [Hotine, 1969]. A la salida de la fibra, nuestro sistema de referencia de entrada no es paralelo al sistema de laboratorio a la entrada, sino forma un ángulo cuyo valor se indica en la siguiente sección para la geometría usada en nuestro arreglo óptico.

#### III.6.3 Rotación del marco de referencia

Para simplificar el alineamiento óptico del sistema de medición usamos una fibra monomodal embobinada helicoidalmente con un número entero de espiras. En nuestro arreglo óptico el extremo de salida de la bobina de fibra es tangente al cilindro recto que le sirve de base y paralelo a la tangente en la entrada de la fibra. A causa del transporte paralelo, en el espacio transformado (cara de salida) el vector tangente es paralelo a la tangente de la cara de entrada; pero la normal y binormal transformadas están rotadas, con respecto a sus orientaciones originales, un ángulo  $\Omega$  que de acuerdo al teorema de Gauss-Bonet es igual al ángulo sólido (figura 8) subtendido por la trayectoria del vector de onda  $\mathbf{k}$  [Hotine, 1969]:



$$\Omega = n2\pi(1 - \cos\xi). \tag{102}$$



Aquí *n* es el número de espiras de la hélice y el ángulo  $\xi$  (figura 9) es complementario a el ángulo del paso de la hélice. En lo que sigue consideraremos sólo los retardos lineal y circular dados por la matriz de polarización **M** (ecuación 93) reescrita usando el cálculo de Mueller e incluiremos la rotación del marco de referencia debido al transporte paralelo en el extremo de la cara de la fibra.



Figura 9: El ángulo  $\xi$  es complementario al ángulo del paso.

#### III.6.4 Uso de una polarización lineal de entrada

Experimentalmente es más fácil producir una polarización lineal que una polarización circular. Se requiere solamente un simple prisma polarizador y es posible trabajar dentro de un ancho de banda espectral. Cuando una señal con un estado de polarización lineal y ángulo azimutal  $\phi$  se acopla a la entrada de la hélice de la fibra; *i.e.*, una señal con parámetros de Stokes  $[1, \cos 2\phi, \sin 2\phi, 0]^t$ , donde el superíndice t se usa para denotar la traspuesta, tenemos de las ecuaciones 94, 100 y 101 que los parámetros de Stokes a la salida de la fibra son:

$$\begin{bmatrix} S_{0l} \\ S_{1l} \\ S_{2l} \\ S_{3l} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\phi - \sin 2\theta \sin(2\theta + 2\phi)[1 + \cos 2\gamma] \\ \cos 2\theta \sin(2\theta + 2\phi)[1 + \cos 2\gamma] - \sin 2\phi \\ -\sin 2\gamma \sin(2\theta + 2\phi) \end{bmatrix}.$$
 (103)

Si permitimos que  $\phi$  varíe de 0 a 360°, la trayectoria que obtenemos sobre la esfera de Poincaré es un círculo mayor (figura 10).

De la ecuación 103 podemos observar que de la intersección de esta geodésica con el ecuador ( $S_{3l} = 0$ ) podemos determinar el valor del retardo circular total  $2\theta$ , si medimos el correspondiente ángulo azimutal de entrada  $\phi$ , ya que:





$$2\theta + 2\phi = m\pi; \tag{104}$$

donde *m* es un entero. El valor de  $S_{3l}$  es también cero cuando  $2\gamma = m\pi$ , pero en este caso, el valor del retardo lineal total no depende del azimuth de la polarización lineal de entrada, la trayectoria descrita por el estado de polarización de salida sobre la esfera de Poincaré sigue el ecuador. Se debe mencionar que a causa de la topología de la fibra, la salida del azimuth de referencia se desplaza un ángulo  $\Omega$  con respecto al sistema de laboratorio definido a la entrada de la fibra. Este desplazamiento no modifica la elipticidad del estado de polarización de salida. El ángulo entre el círculo mayor, descrito sobre la esfera de Poincaré cuando el ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada rota 180°, el ecuador (figura 10), corresponde a el retardo lineal total  $2\gamma$ , módulo  $2\pi$ . De la ecuación 104 tenemos que el retardo circular total se puede determinar sólo módulo  $\pi$ , porque no sabemos cuantas veces excedió una vuelta completa sobre la esfera de Poincaré. En relación con el retardo lineal total, podemos determinarlo módulo  $2\pi$  si es posible localizar la posición inicial sobre la esfera de Poincaré a partir de la cual el retardo lineal equivalente toma lugar. El retardo angular (circular o lineal) pronosticado por la fotoelasticidad nos indica, de manera muy precisa, el número de vueltas completas adicionales sobre la esfera de Poincaré.

### III.6.5 Arreglo experimental

Tenemos embobinada helicoidalmente, encima de un cilindro circular, una fibra monomodo para telecomunicaciones, intentando no introducir torsión adicional. El arreglo óptico utilizado para las medidas se muestra en la figura 11. La fuente de luz es un diodo laser sintonizable Hewlett Packard 8168C. Se utilizó un aislador óptico a la salida de la fuente de luz para evitar inestabilidad del diodo laser por ondas en contra-propagación (debido a reflexiones de Fresnel en los puntos de acoplamiento).



Figura 11: Arreglo óptico utilizado para evaluar los parámetros de birrefringencia de una fibra embobinada helicoidalmente.

El estado de polarización de la señal monocromática se manipula usando un controlador de polarización. El siguiente módulo, formado por dos sistemas acopladores de fibra y un polarizador lineal sobre una montura rotatoria, es el arreglo típico utilizado para definir el marco de referencia del analizador de polarización. La luz que sale de la fibra se colima usando un objetivo de microscopio y se envía al prisma polarizador de calcita. La luz linealmente polarizada se acopla de nuevo a la fibra por medio de otro objetivo de microscopio. Para definir el marco de referencia, se utiliza un tramo de fibra recto el cual reemplaza la estructura helicoidal de fibra. Se supone que es una fibra recta ideal, con una simetría cilíndrica circular. Sin el prisma polarizador, la luz en el puerto 1 está circularmente polarizada para evitar variaciones de intensidad que pudieran deteriorar el desempeño del analizador de polarización. El estado de polarización en el puerto 1 es el estado de polarización de entrada para la fibra embobinada helicoidalmente. La longitud de las fibras utilizadas para las hélices son 26.96 m y 14 m, sus parámetros geométricos y de fotoelasticidad están dados en la Tabla I.

Tabla I: Parámetros geométricos, fotoelásticos y de birrefringencia de la fibra helicoidal pasiva.

Parámetros geométricos	Hélice $\#$ 1	Hélice # 2	
Curvatura	$0.133 \ cm^{-1}$	$0.125 \ cm^{-1}$	
Paso	$0.164 \ cm$	$0.328 \ cm$	
Torsión	0.00046 rad/cm	$0.00082 \ rad/cm$	
Diámetro fibra	$125~\mu m$	$125~\mu m$	
Ω	20448°	10014 °	
Parámetros de birrefringencia			
$\Gamma_t$	19 °/m	$17 \circ /m$	
$eta_{t}$	38 °/m	$33 \circ /m$	
$ au_t$	$2.7 \ ^{\circ}/m$	4.7 °/m	
Parámetros fotoelásticos			
$\beta_0$	$5.42 \times 10^7$ °/m		
g'	0.16		

Los extremos de entrada y salida de la fibra helicoidal fueron paralelos y tangentes a la hélice. Se conservaron rectos, con el fin de asegurar la misma orientación en ambos extremos con respecto a los ejes de birrefringencia de la fibra helicoidal. Para evitar torceduras, los extremos de entrada y salida se dejaron colgar libremente unos días. Para acoplar la señal de entrada y la señal de salida al analizador de polarización se utilizaron dos tramos de cable de fibra óptica de longitud adecuada. Se conservaron encima de una superficie horizontal a lo largo de una línea recta, evitando torceduras o arqueamientos que pudieran modificar el estado de polarización de la luz. Las ranuras lineales de las uniones mécanicas (mating sleeves) que sirven de guía a los conectores de fibra en los puertos 1 y 2 se alinearon con la ranura lineal de la entrada de fibra óptica del analizador de polarización. El arreglo se probó varias veces hasta que la diferencia entre la lectura directa en el puerto 1 y la lectura a través del tramo de cable de fibra fue mínima. Cuando todos los componentes de este arreglo se encuentran fijos, detectamos pequeñas variaciones de los parámetros de Stokes cuando el conector en el puerto 1 o el conector en el puerto 2 se desconectaba y reconectaba (tolerancia angular de la ranura lineal). La variación es mayor cuando se redefine el marco de referencia.

# III.6.6 Retardo circular total y rotación topológica

Considerando que la fibra embobinada helicoidalmente se comporta como un rotador circular seguido por un retardador lineal (ecuación 95) tenemos que si usamos la relación  $\mathbf{S}(\theta)\mathbf{GS}(-\theta)\mathbf{S}(2\theta)$ , el estado de polarización inicial gira un ángulo  $4\theta$  alrededor del eje que conecta los polos norte y sur de la esfera de Poincaré (figura 12) y a continuación gira un ángulo  $2\gamma$  alrededor de un eje tendido sobre el plano del ecuador, que lo intersecta en la posición azimutal  $2\theta$  (figura 13).

Si el estado de polarización inicial es lineal y después de girar alrededor del eje que conecta los polos norte y sur llega a la posición azimutal  $\alpha = 2\theta$ , o  $\alpha = 2\theta + m\pi$ , (*m* es un entero) cuando se aplica el retardo lineal equivalente, permanecerá ahí debido a que está localizado sobre el eje de rotación del retardador lineal. El mismo resultado



Figura 12: Estado de polarización lineal de entrada, con ángulo azimutal  $2\phi$  sobre la esfera de Poincaré, gira un ángulo  $4\theta$  alrededor del eje de los polos norte-sur.



Figura 13: El retardo lineal total  $2\gamma$ , aparece después de la rotación equivalente  $4\theta$ . El eje azimutal del retardador lineal es  $2\theta$ .

se obtiene para la intersección del círculo mayor (obtenido del giro de 180° del prisma polarizador) con el ecuador, cuando se utiliza la relación  $\mathbf{S}(2\theta)\mathbf{S}(-\theta)\mathbf{GS}(\theta)$ . Por lo tanto, el ángulo azimutal,  $\alpha(\phi)$ , de esta intersección debería ser igual a  $2\theta + m\pi$  (donde m es un entero) pero como el marco de referencia a la salida de la fibra está rotado a causa de la topología de la fibra, su posición azimutal es diferente. De las discusiones anteriores sabemos que, de acuerdo a nuestros resultados experimentales, el ángulo de rotación  $\Omega$ , está dado por:

$$2\Omega = 2\theta - \alpha(\phi) + p\pi; \tag{105}$$

donde p es un entero y  $\alpha(\phi)$  es el ángulo azimutal, sobre la esfera de Poincaré, de la polarización lineal de salida que corresponde a la polarización lineal de entrada con ángulo azimutal  $\phi$ , ambas medidas con respecto al marco de referencia del laboratorio. El factor 2 que multiplica al ángulo azimutal  $\Omega$  viene del hecho de que nuestras medidas están basadas en la esfera de Poincaré (una esfera doble). Sustituyendo los parámetros geométricos de la hélice en la ecuación 102, podemos evaluar la contribución topológica,  $\Omega$ , y usando la ecuación 105 podemos verificarla.

### III.6.7 Procedimiento de medición

Para caracterizar la geometría de las fibras helicoidales, medimos el diámetro del cilindro sobre el cual la hélice fue construida, contando el número total de vueltas completas y midiendo la distancia a lo largo del cilindro entre la primera y última vuelta. Usando estos valores calculamos, con base en las definiciones dadas en la sección III.6.2, el paso, la curvatura, la torsión y la longitud de la fibra helicoidal. La información adicional sobre los parámetros de la fibra, requerida para calcular la contribución fotoelástica, fue tomada de los datos proporcionados por los fabricantes y del trabajo de Barlow y Payne (1983). La medida del estado de polarización de la luz que entra y sale de la fibra helicoidal fue realizada utilizando un analizador de polarización Hewlett Packard 8509B. Este instrumento se debe calibrar para cada longitud de onda, creando un sistema de referencia cada vez que es usado. Considerando la geometría de la hélice de la fibra, definimos nuestro eje azimutal cero a lo largo de la binormal en la cara de entrada de la estructura de fibra; *i.e.*, a lo largo de la dirección horizontal con respecto a la base de nuestro arreglo experimental (figura 11). Para realizar las medidas el prisma polarizador de calcita, montado sobre una plataforma giratoria graduada, usado para definir el marco de referencia, se giró lentamente una vuelta completa (360°). Como resultado, el estado de polarización de salida en el extremo de la cara de la fibra describe dos círculos mayores completos sobre la esfera de Poincaré (figura 14).



Figura 14: Trayectoria medida con el analizador de polarización para el estado de polarización de salida cuando el azimut del polarizador lineal es girado 360°.

Monitoreamos la variación del parámetro de Stokes  $S_3$  y cuando fue igual a cero, o cuando tomó sus valores máximos o mínimos, medimos la orientación del azimut de entrada del polarizador y los parámetros de Stokes de salida. La orientación del azimut de entrada del polarizador fue medido usando la escala de la plataforma graduada que lo soportaba. Los parámetros de Stokes fueron medidos con el analizador de polarización. Se obtuvieron cuatro trayectorias diferentes, usando en cada caso una longitud de onda distinta para la señal de luz ( $\lambda = 1540 \ nm, 1550 \ nm, 1560 \ nm \ y \ 1570 \ nm$ ).

# III.6.8 Evaluación del retardo circular total y la rotación topológica

La evaluación del retardo circular total y la rotación topológica están estrechamente relacionadas. Primero calculamos el retardo topológico usando los valores calculados para el paso y el perímetro de la sección circular del cilindro. Determinamos el ángulo de paso y su ángulo complementario,  $\xi$  (figura 9). Sustituyendo  $\xi$  en la ecuación 102 se calculó el ángulo de rotación del marco de referencia debido a la topología de la fibra,  $\Omega$  (Tabla I). Para que sea posible usar este valor con los ángulos azimutales medidos sobre la esfera de Poincaré es necesario duplicarlo, debido a que la esfera de Poincaré es una esfera doble. A continuación dividimos  $2\Omega$  entre  $2\pi$  y consideramos solamente la parte no entera del resultado; *i.e.*, despreciamos la contribución de las vueltas completas sobre la esfera de Poincaré. Este resultado nos da el desplazamiento ( $\delta\Omega$ ) que observamos en la posición azimutal cero del marco de referencia transformado, con respecto al marco de referencia del laboratorio. Los resultados se muestran en las Tablas II y III.

Para calcular el valor teórico que se predice para el retardo circular total,  $2\theta$ , sustituimos en la ecuación 99 los valores determinados para el retardo total distribuido,  $\Gamma$ , la longitud de la fibra, s, y la torsión de la hélice,  $\tau$ . Dado que  $2\theta$  está expresado en términos de una función tangente, el valor calculado es igual al retardo circular total módulo  $\pi$ . Para determinar el valor real, consideramos el producto  $\Gamma s$  y dividimos por  $\pi$ . Si la parte entera de este resultado es m,

$$(m-1)\pi < \Gamma s \le m\pi; \tag{106}$$

el retardo circular total pronosticado por el modelo de Ross es:

$$2\theta = \arctan\left[\frac{-\tau}{\Gamma}\tan(\Gamma s)\right] + m\pi; \tag{107}$$

$Par {\it a}metro$	Longitud de onda (nm)	Medición	Teoría
Desplazamiento topológico	1540	-218 °	
del marco de referencia	1550	-227 °	-217 °
$(\delta\Omega)$	1560	-271 °	
	1570	-224 °	
	1540	-161 °	
Retardo circular	1550	-162 °	-175 °
total $(2\theta)$	1560	-185 °	
	1570	-154 °	
	1540	928 °	
Retardo lineal	1550	951°	929°
total $(2\gamma)$	1560	941°	
	1570	931°	
	1540	$-6 \circ/m$	
Birrefringencia circular	1550	$-6 \circ/m$	-6.5 °/m
distribuida ( $ au$ )	1560	-7 °/m	
	1570	-5.7 °/ $m$	
	1540	$34.5 \ ^{\circ}/m$	
Birrefringencia lineal	1550	$35.4 \circ /m$	34.6 °/m
distribuida ( $\beta$ )	1560	35.0 °/m	
	1570	$34.6 \ ^{\circ}/m$	

Tabla II: Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura helicoidal de 27m.Hélice pasiva#1.

Parámetro	Longitud de onda (nm)	Medición	Teoría
Desplazamiento topológico	1540	-252 °	
del marco de referencia	1550	-238 °	-228 °
$(\delta\Omega)$	1560	-224 °	
	1570	-234 °	
	1540	-219 °	
Retardo circular	1550	-211 °	-204 °
total $(2\theta)$	1560	-200 °	
	1570	-212 °	
	1540	257 °	
Retardo lineal	1550	251 °	250°
total $(2\gamma)$	1560	247 °	
	1570	248 °	
	1540	-15.6 °/m	
Birrefringencia circular	1550	-15.1 °/m	-14.6 °/m
distribuida ( $ au$ )	1560	-14.3 °/ $m$	
	1570	-15.1 °/ $m$	
	1540	18.3 °/ $m$	
Birrefringencia lineal	1550	$17.9 \ ^{\circ}/m$	$17.9 \ ^{\circ}/m$
distribuida ( $\beta$ )	1560	17.6 °/ $m$	
	1570	17.7 °/m	

Tabla III: Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura helicoidal de 14 m. Hélice pasiva # 2.

y dividiendo entre la longitud de la fibra helicoidal, obtenemos el valor teórico para el retardo circular distribuido. Usando la ecuación 104 y el azimut de la polarización lineal de entrada,  $\phi$ , que produce una polarización lineal de salida  $\alpha(\phi)$ , determinamos el retardo circular total, módulo  $\pi$ , y agregando  $m\pi$  (ecuación 106) obtenemos el valor medido para  $2\theta$ . Con relación a la rotación topológica, de los parámetros de Stokes  $S_1$  y  $S_2$  medidos para la polarización lineal de salida se calcula el azimut  $\alpha(\phi)$  de este estado de polarización y, ya que este ángulo azimutal ha sido medido con respecto al sistema de laboratorio, substrayendo el valor calculado para  $2\theta$ , debemos obtener  $2\Omega$ módulo  $2\pi$  ( $\delta\Omega$ ). Este resultado verifica la presencia de la contribución topológica y nos permite evaluar la precisión de las medidas.

# III.6.9 Evaluación del retardo lineal total

Para calcular el valor teórico pronosticado para  $\gamma$  usamos la ecuación 98 y el valor de *m* determinado de la ecuación 106. Para determinar  $2\gamma$ , medimos los azimuts de las polarizaciones lineales de entrada para las cuales los parámetros de Stokes  $S_{3l}$  toman sus valores máximos  $\phi(max)$  y mínimos  $\phi(min)$ . De la ecuación 95 podemos ver que el estado de polarización lineal de entrada con ángulo azimutal  $\phi(max)$  [o  $\phi(min)$ ] experimenta un primer retardo circular 4 $\theta$ . Calculamos el ángulo azimutal sobre la esfera de Poincaré y comparamos con el ángulo azimutal del estado de polarización de salida menos  $\delta\Omega$  (usamos el valor teórico). Usando este resultado identificamos desde cual sector sobre el ecuador (figura 10), debe ser medido el retardo lineal  $2\gamma$ . En este caso, podemos evaluar el retardo lineal, módulo  $2\pi$ . El número adicional de vueltas coincide con las que predice la ecuación 106, tomando en cuenta que el valor que calculamos del modelo de Ross es solamente  $\gamma$ ; *i.e.*, la mitad del retardo lineal total. La evaluación del retardo lineal total y el retardo lineal distribuido se realizó para  $\lambda = 1540 \ nm$ , 1550 nm, 1560 nm y 1570 nm. Los resultados obtenidos para las diferentes longitudes de onda de la señal fueron muy similares para cada hélice.

# III.6.10 Parámetros topológicos y de birrefringencia de las fibras activas

Los resultados que se presentaron en las secciones anteriores, corresponden a dos hélices de fibra pasiva utilizada en telecomunicaciones (sin un dopado significativo). De esta manera, considerando que las hélices que se utilizarían para llevar a cabo la amplificación debían ser de fibra activa, se consideró conveniente aplicar la técnica y de esta manera poder observar que comportamiento presenta la birrefringencia con respecto a las hélices pasivas, obviamente este comportamiento es relativo, ya que como se sabe también depende de otras variables tales como la tensión, el número de espiras, el radio del cilindro, etc. En la Tabla IV se presentan los parámetros geométricos y fotoelásticos de estas dos bobinas de fibra activa.

Los resultados en forma desglosada, se presentan en las Tablas V y VI, que corresponden a la hélice # 1 con una distancia de 24.75 m y a la hélice # 2 con una distancia de 12.28 m, respectivamente. Los valores teóricos calculados para las fibras activas están basados en el índice de refracción de fibras de vidrio de sílice sin iones activos. Al añadir iones de erbio este valor se modifica ~ 1 % para 633 nm (información proporcionada por el fabricante). En la literatura, E. Desurvire (1994) reporta un cambio similar (~ 1 %) para longitudes de onda en la banda de amplificación, por lo que la variación observada no la predice el modelo fotoelástico de Barlow y Payne (1983).

52

Parámetros geométricos	Hélice # 1	$H\acute{e}lice ~\#~2$
Curvatura	$0.093 \ cm^{-1}$	$0.122 \ cm^{-1}$
Paso	$0.214\ cm$	$0.333\ cm$
Torsión	$0.00029\ rad/cm$	$0.00071\ rad/cm$
Diámetro fibra	$125~\mu m$	$125~\mu m$
Ω	12919°	8589 °
Parámetros de birrefringencia		
$\Gamma_t$	9.6 °/ $m$	$16.5 \ ^{\circ}/m$
$\beta_l$	$19 \ ^{\circ}/m$	32 °/ $m$
$ au_t$	$1.6 \ ^{\circ}/m$	$4.0 \ ^{\circ}/m$
Parámetros fotoelásticos		
$\beta_0$	$5.42 \times 10^7 \ ^{\circ}/m$	
g'	0.16	

Tabla IV: Parámetros geométricos, fotoelásticos y de birrefringencia de la fibra helicoidal activa.
Parámetro	Longitud de onda (nm)	$Medici \acute{o}n$	Teoría
Desplazamiento topológico	1560	-379 °	
del marco de referencia	1570	-338 °	-358 °
$(\delta\Omega)$	1580	-370 °	
Retardo circular	1560	-312 °	
total $(2\theta)$	1570	~279 °	-175 °
	1580	-188 °	
Retardo lineal	1560	613 °	
total $(2\gamma)$	1570	604 °	517°
	1580	594°	
Birrefringencia circular	1560	-17 °/m	
distribuida ( $ au$ )	1570	-15 °/m	-9.5 °/ $m$
	1580	-10 °/m	
Birrefringencia lineal	1560	$33.5 \circ/m$	
distribuida ( $\beta$ )	1570	$35.4 \circ /m$	28.2 °/m
· · ·	1580	32.4 °/m	

Tabla V: Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura helicoidal de 25m.Hélice activa#1.

Parámetro	Longitud de onda (nm)	Medición	Teoría
Desplazamiento topológico	1560	-381 °	
del marco de referencia	1570	$+305$ $^{\circ}$	-355°
$(\delta\Omega)$	1580	-356 °	-
Retardo circular	1560	-241 °	
total (2 $ heta$ )	1570	-285 °	-187 °
	1580	-273 °	
Retardo lineal	1560	567 °	
total $(2\gamma)$	1570	. 588 °	310 °
	1580	582 °	
Birrefringencia circular	1560	$-19 \ ^{\circ}/m$	
distribuida ( $ au$ )	1570	-23 ° $/m$	-15.3 °/m
	1580	-22 ° $/m$	
Birrefringencia lineal	1560	46 °/m	
distribuida ( $\beta$ )	1570	$48 \ ^{\circ}/m$	25.4 °/m
	1580	$47 \circ /m$	

Tabla VI: Parámetros de birrefringencia determinados para una estructura helicoidal de 12m.Hélice activa #2.

ĩ

# Capítulo IV

# Ganancia y amplificación de señales polarizadas en EDFAs

En este capítulo se presenta en forma breve la teoría desarrollada para describir la influencia que tiene la polarización en el desempeño de los amplificadores de fibra de erbio. Al final del capítulo se destina una sección a la presentación del arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la amplificación de señales polarizadas. Este arreglo permite controlar la alineación relativa de los estados de polarización tanto del bombeo como de la señal, a la entrada de la bobina de fibra activa.

### IV.1 Polarización en EDFAs

La importancia de los EDFAs ha ido en aumento, esto se debe entre otras cosas, a que permiten la amplificación simultánea y eficiente de las señales multiplexadas en longitud de onda en una banda cercana a los 3 THz [Tentori Santa Cruz *et al.*, 1999]. Es importante señalar que un EDFA típico está formado por una fibra activa con una longitud mayor a 10 m, por lo que necesariamente se encuentra embobinado. Sin embargo, los EDFAs habían sido considerados insensibles a la polarización tanto de la señal como del bombeo, hasta que Taylor (1993) reporta un aumento en la figura de ruido en una línea de transmisión de larga distancia y lo asocia a la pérdida depen-

diente de la polarización<sup>1</sup>. Posteriormente se demuestra experimentalmente [Mazurcyk y Zyskind, 1994] que en un EDFA con señal saturada: 1) el fenómeno de fusión de agujeros de polarización (sección IV.3) favorece que exista una ganancia mayor para la emisión espontánea que para la señal, lo cual se traduce en un incremento en la figura de ruido y que 2) el bombeo también contribuye a la dependencia de la ganancia con la polarización. Hasta hace poco los trabajos reportados no consideraban la birrefringencia de la fibra o el estado de polarización del bombeo.

#### IV.2 Secciones transversales de emisión y absorción

Las probabilidades de emisión estimulada y de absorción dependen del estado de polarización de la señal y del bombeo. En cada caso, es un solo fotón el que interacciona con un solo ion. En el caso de la emisión estimulada de luz, el fotón incidente tiene un estado de polarización definido por lo que el fotón emitido, que es igual al de la señal, presenta el mismo estado de polarización.

Se usan secciones transversales elípticas para representar la sensibilidad del ion activo ( $Er^{3+}$  en este caso) a la luz linealmente polarizada. Las longitudes D y d en la figura 15, indican la diferencia entre las probabilidades de emisión (o absorción) para luz polarizada en la dirección vertical y en la dirección horizontal.

Cuando la orientación de la polarización lineal no coincide con el eje mayor o el eje menor de la elipse, su probabilidad de emisión (o absorción) está dada por la longitud de la elipse en la dirección de vibración de la luz linealmente polarizada (figura 15). En general en los trabajos en los que se tratan los efectos de la polarización en EDFAs no se discute si las orientaciones de las secciones transversales de emisión y absorción coinciden. Sin embargo, asociándolas a las transiciones atómicas es de esperarse que no coincidan, ya que cada transición tiene números cuánticos distintos.

En general se supone que son los enlaces químicos los que determinan la orientación

 $<sup>^{1}</sup>$ En un enlace de larga distancia la pérdida dependiente de la polarización está asociada a los dispositivos pasivos, entre los cuales se incluye la fibra óptica.



Figura 15: Representación de secciones transversales elípticas; eje mayor (D) y eje menor (d).

del ion activo en un material y que debido a que los vidrios son medios amorfos, en ellos no existen direcciones preferentes de alineación. De acuerdo a este enfoque es que se afirma que la orientación de las secciones transversales anisotrópicas (de emisión y absorción) es azarosa; *i.e.*, la probabilidad de encontrar en una región cualquiera del núcleo activo de la fibra óptica, un ion orientado en una cierta dirección, es la misma para cualquier orientación de la luz linealmente polarizada que se seleccione [Mazurcyk y Zyskind, 1994].

Sin embargo, se sabe que los materiales son polarizables, es decir, que es posible modificar la alineación de los átomos (moléculas) que los forman. Esto puede conseguirse por medio de la aplicación de fuerzas externas. En nuestro caso es de particular interés el efecto de la birrefringencia inducida por el embobinado helicoidal y el efecto de un bombeo polarizado. En ambos casos se espera que el efecto observado dependa de la magnitud de la fuerza aplicada. Con respecto a la birrefringencia inducida, se espera que ésta modifique tanto la capacidad de la bobina de fibra activa para mantener una señal polarizada, como la orientación de las secciones transversales de absorción/emisión de los iones activos. En el caso del bombeo, la alineación inducida por la absorción de luz polarizada, de existir, debe ser función de la potencia de bombeo que se inyecta a la fibra activa.

### IV.3 Fusión de agujeros de polarización

Para describir los efectos del uso de luz polarizada en un EDFA se compara el desempeño de ganancia obtenido para señales con longitudes de onda iguales o muy cercanas entre sí [Greer et al., 1993], con estados de polarización ortogonales. Una de las señales tiene una potencia alta (señal de saturación) y la otra es una señal pequeña (no saturada). Se ha supuesto que debido a que el vidrio de sílice es un material amorfo, en cada región del núcleo de la fibra activa existe el mismo número de iones alineados en cualquier dirección que se seleccione. Para dos señales con polarizaciones ortogonales entre sí, se considera que cada señal tiene acceso a poblaciones iguales de átomos. Por lo que si una señal es pequeña y la otra satura la ganancia, se tiene que a pesar de que las poblaciones de iones a las que tienen acceso son iguales sus ganancias van a ser distintas (Sección II.3). La señal de mayor potencia tiene una ganancia menor que la señal pequeña; a este efecto se le conoce como fusión de aquieros de polarización Greer et al., 1993], [Mazurczyk y Zyskind, 1994], [Becker et al., 1999]. En un EDFA siempre se tienen dos señales de la misma longitud de onda, la señal propiamente dicha, que se desea amplificar y el ruido (que es de banda amplia, pero parte de él comparte la longitud de onda de la señal). La señal tiene un estado de polarización definido y en la práctica es una señal de ganancia saturada; mientras que el ruido (emisión espontánea) es no polarizado y parte de él se amplifica en el régimen de señal pequeña. Este efecto que degrada el desempeño de amplificación de los EDFAs, limita la capacidad de información de las líneas de larga distancia basadas en fibra óptica.

### IV.4 Ganancia dependiente de la polarización

Un efecto importante cuando se trabaja con luz polarizada en fibras activas, es la anisotropía de sus secciones transversales de emisión y absorción. La anisotropía de la sección transversal de absorción y emisión del erbio no puede observarse fácilmente debido a las orientaciones azarosas de estos iones activos en la matriz de vidrio. Debido a que el vidrio de sílice es un material amorfo los iones activos inmersos en una matriz de vidrio están rodeados, cada uno de ellos, por un campo local distinto y por lo tanto, tienen diferentes parámetros microscópicos (niveles de energía, probabilidades de transición óptica y orientaciones en el espacio del momento dipolar).

La investigación del comportamiento anisotrópico de los iones de tierras raras estuvo asociada inicialmente al estudio de la eficiencia de láseres de vidrio. Algunos de los resultados obtenidos [Hall y Weber, 1983] presentan mediciones del grado de polarización de transiciones de fluorescencia de vidrios de sílice dopados con tierras raras, que avalan la hipótesis de la existencia de una sección transversal de emisión anisotrópica para los iones de tierras raras inmersos en una matriz de vidrio de sílice.

Entre los resultados relevantes sobre el sistema vidrio de sílice:tierra rara, se menciona que para describir la ganancia de señales de baja potencia en láseres de vidrio basta con considerar una sección transversal promedio isotrópica. Aunque en un vidrio activo existe una distribución isotrópica de las orientaciones para los sitios que ocupan los iones de tierra rara en el vidrio, en este trabajo consideramos que la orientación de su sección transversal específica hace que ciertos iones se acoplen más fuertemente con un campo de radiación polarizado produciendo una ganancia dependiente de la polarización debido al estado de polarización de la onda de bombeo. Además, es posible que los esfuerzos mécanicos presentes en una fibra arqueada y torcida modifiquen la orientación azarosa de las secciones transversales de absorción y emisión de los iones de tierras raras contribuyendo también a generar una ganancia espectral que depende del estado de polarización de la señal y del bombeo. Las observaciones experimentales reportadas [Nikitin *et al.*, 1976] indican que, después de que se propaga un pulso de saturación linealmente polarizado, la ganancia varía con la polarización de la señal.

### IV.5 Efectos del control de polarización en EDFAs

En este trabajo se usan fibras embobinadas helicoidalmente porque con ellas es posible mantener señales polarizadas cuya evolución puede describirse usando el modelo desarrollado por Ross [Ayala Díaz *et al.*, 2000]. Nuestro estudio teórico-experimental de este tipo de estructura de fibra óptica (presentado en el capítulo III) nos permitió verificar que este modelo es correcto, si se evalúa el estado de polarización con respecto a un marco de referencia local (marco de Serret-Frenet) y, que para usar un marco de referencia fijo (marco de referencia del laboratorio) el transporte paralelo del marco de referencia a la entrada de la fibra requiere que se tome en cuenta el giro introducido por la topología de la fibra. En este trabajo se probó la validez de este modelo usando dos bobinas de fibra pasiva, además se llevó a cabo la caracterización de las bobinas de fibra activa [Tentori Santa Cruz *et al.*, 2000 b] encontrándose que el modelo se aplica también en este caso.



Figura 16: Estado de polarización a la salida de una bobina de fibra pasiva para señales de diferente longitud de onda, espaciadas  $0.5 \ nm$  una de otra.

El estado de polarización de la luz (señal, bombeo) que se propaga a través de la



Figura 17: Estado de polarización a la salida de una bobina de fibra activa para señales de diferente longitud de onda, separadas  $0.5 \ nm$  entre sí.

fibra embobinada helicoidalmente varía en forma continua, distinta para cada longitud de onda. Este efecto resulta más notorio en las fibras activas debido quizas a los cambios en las propiedades de dispersión inherentes a las bandas de amplificación (figuras 16 y 17), aunque los modelos fotoelásticos desarrollados para fibras pasivas (Ulrich y Rashleigh, 1980; Barlow y Payne, 1983) no predicen cambios tan grandes como los medidos en nuestros experimentos.

En el capítulo siguiente se presentan los resultados del efecto que tiene sobre el proceso de amplificación la orientación relativa de los estados de polarización del bombeo y la señal, para diferentes orientaciones de éstos con respecto a los ejes geométricos de la fibra embobinada helicoidalmente.

# IV.6 Arreglo experimental y alineación relativa de los estados de polarización de la señal y el bombeo polarizados linealmente

La amplificación de señales polarizadas se realizó utilizando una configuración de copropagación. El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 18.



Figura 18: Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la amplificación de señales polarizadas.

La señal fue proporcionada por un laser sintonizable Hewlett Packard 8168C con una banda de operación que va de  $\lambda = 1510 nm$  a  $\lambda = 1585 nm$ ; mientras que el bombeo se obtuvo de un diodo laser de semiconductor Nortel Northern Telecom LC92A80-20 con pico de emisión  $\lambda = 980 nm$ . A la salida de estos láseres se colocaron aisladores ópticos, con el fin de evitar las reflexiones que pudieran dañar la emisión. Ambos haces se acoplan a un dispositivo multiplexor (WDM) de cuatro brazos.

El estado de polarización de la señal, se midió con un analizador de polarización Hewlett Packard 8509B. El sistema de microposicionadores fibra-aire, aire-fibra permiten introducir en la trayectoria de la luz un prisma polarizador de calcita que se usa para definir el marco de referencia.

El estado de polarización de la señal se modifica con la ayuda de un controlador de

polarización (ThorLabs Mod. FPC-030) y esta variación en el estado de polarización es medida con el analizador de polarización, usando el arreglo de la figura 19. El estado de polarización de la señal de entrada en todas las medidas utilizadas en este trabajo fue lineal.



Figura 19: Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la alineación de la señal.

El estado de polarización del bombeo se manipula mediante otro controlador de polarización (ThorLabs Mod. FPC-560). Dado que el analizador de polarización utilizado no cubre la longitud de onda de emisión de nuestro diodo de bombeo, se decidió utilizar el método de extinción, con la ayuda del analizador de espectros ópticos Hewlett Packard 71450B (OSA)<sup>2</sup> y un polarizador lineal, como se observa en la figura 20.



Figura 20: Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la alineación del bombeo.

En este caso se procedía a colocar el eje de transmisión del polarizador en la orientación ortogonal a la deseada (por ejemplo, si queremos una orientación lineal horizon-

<sup>2</sup>OSA por sus siglas en inglés "Optical Spectrum Analyzer".

tal, el eje de transmisión debía ser colocado en orientación vertical). A continuación se ajustaban las bobinas del controlador de polarización, observando el efecto de la variación en la intensidad de la luz transmitida por el polarizador en el OSA. Este procedimiento finaliza cuando en el OSA se obtiene un nivel de potencia mínimo para la onda proveniente del diodo de bombeo. Para verificar que la orientación establecida era correcta, se giraba el polarizador lineal 360° y con la ayuda de la tarjeta visora para infrarrojo era posible verificar si la intensidad aumentaba o disminuía para dos ángulos específicos: el ángulo correspondiente al cje de transmisión y el ángulo del eje de extinción. De esta manera se comprobaba si la orientación del estado de polarización generado era la correcta. Cabe mencionar que este procedimiento se utilizó para las distintas alineaciones de la onda de bombeo a la entrada de la bobina de fibra activa y que en todo momento se buscó generar un estado de polarización lineal. Las orientaciones de los estados de polarización utilizados, consideran como referencia para los ángulos azimutales al eje binormal en la cara de entrada de la bobina de fibra activa, como se muestra en la Tabla VII. En este trabajo se hace uso de luz linealmente polarizada tanto para la señal como para el bombeo por lo que en el Apéndice B se discute la sensibilidad del analizador de espectros óptico a la luz polarizada.

Tabla	VII:	Alineación	relativa	de los	estados	de	polarización	de l	la señal	y el	bombeo.

$A lineaci \acute{o} n$	$Se \widetilde{n} a l$	Bombeo			
Horizontal	Horizontal	Horizontal			
Vertical	Vertical	Vertical			
Ortogonal	Horizontal	Vertical			
45 Grados	Horizontal	45 Grados			
60 Grados	Horizontal	60 Grados			

Hecha la alineación de los estados de polarización tanto del bombeo como de la señal

se procede a eliminar el espacio libre entre el sistema de microposicionadores, mediante un tramo de fibra óptica recta que se supuso mantenía el estado de polarización. En este tramo de fibra fue necesario ajustar la orientación de los conectores para mantener el estado de polarización seleccionado para la señal, el cual se verificó en el analizador de polarización. Posteriormente se coloca la estructura helicoidal de fibra activa y a la salida un aislador óptico para evitar reflexiones y de esta manera evitar el efecto de "laseo". Utilizando el OSA podemos observar tanto los espectros de fluorescencia, como los de las señales amplificadas, además del bombeo. La captura de datos se hizo con una interfaz soportada en LabView. Cabe mencionar que este proceso se repitió para las distintas alineaciones. Se utilizó una potencia para la señal a la entrada de la bobina de -39 dBm, mientras que la Tabla VIII muestra las potencias de bombeo que se utilizaron a la entrada de la fibra activa para las diferentes alineaciones en las dos hélices:

$A lineaci \acute{o}n$	$H\acute{e}lice ~\#~1$	$H\acuteelice ~\#~2$			
Horizontal	$4.31 \ dBm$	$3.36 \ dBm$			
Vertical	$4.22 \ dBm$	$1.92 \ dBm$			
Ortogonal	$3.52 \; dBm$	$3.63 \; dBm$			
45 Grados	$3.83 \; dBm$	3.32  dBm			
60 Grados	$3.25 \; dBm$	$2.55 \ dBm$			

Tabla VIII: Potencia de la onda de bombeo para las distintas alineaciones.

### IV.7 Estabilidad del diodo de bombeo

El diodo laser de bombeo es uno de los componentes más importantes en un EDFA, ya que sin él es imposible lograr que la fibra de erbio opere como un medio amplificador. En este caso el diodo de bombeo con el que se trabajó en un principio presentó dificultades de potencia, debido en parte a que la salida de fibra tiene un conector tipo FC/APC cuya principal característica es evitar reflexiones prácticas al láser, además que la cara del conector tiene una pendiente de 9°. Se cambió la férrula y se pulió la cara de salida de la fibra para que fuera compatible con los componentes disponibles. Ajustando los parámetros eléctricos de alimentación no se logró que emitiera a la máxima potencia especificada por el fabricante. Sin embargo se consiguió que emitiera una potencia suficiente como para obtener un espectro de fluorescencia, que ayudara a amplificar señales pequeñas. La estabilidad que presenta este diodo laser es buena, en la figura 21 podemos observar la serie de modos en que emite.



Figura 21: Espectro del bombeo a la entrada de la hélice.

El ancho de emisión de este diodo es de aproximadamente 3 nm. Durante la experimentación se usó un aislador óptico para 980 nm con conectores (Kaifa Mod. ISL-A-98-SANN) insensible a la polarización. Este dispositivo evita las reflexiones que pueden dañar la emisión del diodo. También se vió la necesidad de colocar líquido en algunos casos y en otros gel igualador de índices de refracción en los puntos mecánicos de unión conector-conector. En algunas ocasiones fue necesario pulir las caras de los conectores en los puntos de unión debido a las fracturas que se presentaban ahí, posiblemente a causa de la significativa potencia y reflexiones. Es importante mencionar que la potencia del diodo laser casi fue absorbida completamente por la bobina de fibra dopada, a la salida se obtuvo una potencia de bombeo pequeña (en promedio de -43 dBm). La figura 22 presenta un ejemplo de la potencia de bombeo no absorbida por la bobina y corresponde a una de las primeras medidas hechas, cuando el bombeo se encuentra desalineado. Es importante conocer los parámetros introducidos al controlador de corriente y temperatura, ya que si no se manejan con precaución el diodo laser de bombeo se puede dañar.



Figura 22: Espectro del bombeo y la fluorescencia.

### IV.8 Señal testigo

Ya que en este trabajo se estudia el efecto de la orientación de los estados de polarización relativa del bombeo y la señal con respecto a los ejes de birrefringencia de la estructura helicoidal de fibra activa, se verificó en todos los casos que el acoplamiento fuera bueno usando una señal testigo fuera de la banda de amplificación ( $\lambda = 1580 \text{ nm}$ ). Podemos ver en la figura 23, que las señales tomadas a la salida de la bobina de fibra activa son muy similares, de esta forma podemos asegurar que nuestras medidas se basan en un mismo patrón de referencia y que los resultados obtenidos son confiables y pueden compararse entre sí.



Figura 23: Señales testigo sobrepuestas.

### IV.9 Estado de polarización de la señal amplificada

En las medidas hasta ahora reportadas el estado de polarización a la entrada de la bobina de fibra activa se controla tanto para la señal, como para el bombeo, definiendo su orientación con respecto a los ejes geométricos de la bobina helicoidal. Para esto, se genera un marco de referencia conocido a la entrada de la bobina de fibra activa y usando este mismo marco de referencia se determina el estado de polarización a la salida de la bobina de fibra activa, de señales cercanas a la banda de amplificación. Como se reporta en la sección III.6.3 (Rotación del marco de referencia) para que los resultados obtenidos coincidan con los medidos por el analizador de polarización, usando el marco de referencia a la entrada de la bobina helicoidal, es necesario tomar en cuenta la rotación del marco de referencia introducida por su transporte paralelo a través de la fibra.

Haciendo uso de este resultado pudimos comprobar que el modelo presentado en el capítulo III describe correctamente la evolución del estado de polarización de la luz en una estructura helicoidal de fibra óptica monomodal activa o pasiva. Para medir el estado de polarización de la señal amplificada es necesario alimentar esta señal al analizador de polarización conservando el marco de referencia definido para la señal de entrada. La señal amplificada no puede acoplarse al analizador de polarización en forma directa. Para evitar que la señal amplificada se refleje y el amplificador opere como un láser es necesario añadir, a la salida de la bobina de fibra activa, un aislador óptico. Además, debido a la emisión espontánea generada por el amplificador, el ancho de banda de emisión a la salida de la bobina de fibra activa ya no es de fracciones de nanómetro, por lo que es necesario usar un filtro espectral. El aislador óptico tiene entrada y salida de fibra por lo que su longitud total es de aproximadamente 3.2 m. Lo mismo ocurre con el filtro óptico (longitud total aproximada = 2 m). Considerando despreciable la sensibilidad de estos dispositivos a la polarización (Apéndices G y J) podemos medir el estado de polarización de salida, conservando el marco de referencia definido a la entrada, si usamos un enlace recto entre la bobina helicoidal y el analizador de polarización. Debido a la longitud del arreglo y a la sensibilidad mecánica requerida, esto no fue posible.

Para usar el aislador y el filtro sintonizable con las puntas enrolladas es necesario trasladar el marco de referencia a la punta de salida del filtro sintonizable y caracterizar la contribución de polarización de este conjunto para cada una de las longitudes de onda usadas en la banda de amplificación. No contamos con los elementos requeridos para realizarlo ni con el espacio físico que se necesita. Sin embargo, en el Apéndice C se presenta un arreglo óptico que requiere cambios mínimos y podría usarse para este fin. Como se ha mencionado, debido a limitaciones de espacio y a la falta de componentes adecuadas no fue posible medir directamente el estado de polarización de las señales amplificadas. Sin embargo:

- sabemos que la emisión láser conserva las propiedades de polarización de la señal incidente y
- demostramos que el modelo teórico propuesto por Ross para describir la evolución del estado de polarización de la luz es correcto si se toma en cuenta el giro del marco de referencia debido a su transporte paralelo a través de la fibra.

Por lo tanto, midiendo el grado de polarización de la señal amplificada podemos determinar si está o no polarizada. Si está polarizada, podemos suponer que su estado de polarización de salida corresponde al estado de polarización que predice el modelo teórico propuesto. De esta manera, el arreglo óptico usado para medir este grado de polarización de las señales amplificadas se muestra en la figura 24. Este arreglo es el mismo que se utilizó para la amplificación, sólo se agregó un filtro espectral sintonizable (Newport Mod. TBF-1550-1.0) que permite elegir una pequeña banda (1 nm) alrededor de la señal amplificada. Posteriormente el analizador de polarización nos entrega el grado de polarización de la señal seleccionada.



Figura 24: Arreglo experimental utilizado para llevar a cabo la medida del grado de polarización de las señales amplificadas.

### IV.10 Procedimiento para el cálculo de la ganancia

La forma en que se determinó la ganancia para cada una de las longitudes de onda utilizadas, se explicará a continuación. A la técnica se le conoce como de interpolación y consiste en tomar el espectro de la señal de salida (a la salida del amplificador) y hacer la lectura de la potencia en el pico máximo de la señal, así como también tomar las lecturas en los extremos inferiores del cono, como se muestra en la figura 25.



Figura 25: Puntos de interés y lectura de las potencias de la señal de salida para posteriormente calcular la ganancia.

Posteriormente se hace algo similar con el espectro de la señal de entrada, esto es, antes de entrar al amplificador, sólo que aquí se toma únicamente la lectura en el pico del cono ya que la potencia de ruido es despreciable. Dado que estos valores están dados en dBm, es necesario convertirlos a mW para calcular la potencia de la señal y la potencia del ruido a la longitud de onda de la señal. Hecha la conversión a mW, los valores obtenidos para la señal de salida en los extremos del cono se promedian (potencia de ruido a la longitud de onda de la señal), para luego ser restados al valor obtenido en el pico del cono. Con este resultado, tenemos el valor de la señal amplificada libre del espectro de fluorescencia. Por lo general este valor se expresa en dBm por lo que es necesario volver a convertirlo. Ahora sólo resta hacer una diferencia de la potencia de la señal de salida con respecto a la de entrada y de esta manera obtenemos la ganancia (en dB) de la señal a una longitud de onda específica. Este procedimiento se repitió para cada longitud de onda con la que se trabajó y para las distintas alineaciones utilizadas en el experimento.

# Capítulo V

### Resultados y discusión

En este capítulo se hace la presentación de los resultados obtenidos para la amplificación de señales polarizadas, con bombeo polarizado. A su vez se hace referencia a situaciones que deben considerarse al momento de hacer un juicio sobre estos resultados.

## V.1 Comparación de los espectros de fluorescencia para diferentes orientaciones

Como sabemos el espectro de fluorescencia representa la capacidad de amplificar señales de diferentes longitudes de onda en un EDFA. De acuerdo al objetivo de este trabajo se presenta una comparación de espectros de fluorescencia para las diferentes alineaciones utilizadas. En las figuras 26 y 27 se muestran los espectros para la hélice # 1 y la hélice # 2, observamos como de aquí se puede predecir que orientaciones nos proporcionarán una mayor y una menor ganancia.

Por ejemplo para la hélice # 1, las orientaciones que nos proporcionaran mayor ganancia (de acuerdo a la figura 26) en orden descendente son la: *ortogonal*, *vertical*, 45 grados, horizontal y 60 grados; esto se comprueba al observar la figura 28 donde se presentan las ganancias para las diferentes orientaciones y sólo en algunas componentes espectrales ocurren cruces en las curvas espectrales obtenidas, como es el caso de la



Figura 26: Comparación de los espectros de fluorescencia para diferentes alineaciones de la hélice#1.



Figura 27: Comparación de los espectros de fluorescencia para diferentes alineaciones de la hélice # 2.

ganancia para la alineación a 45 grados que sobrepasa a la ganancia para la alineación ortogonal (entre 1533 nm y 1534 nm). Algo similar sucede con la hélice # 2 donde tenemos la ganancia de mayor a menor, a la alineación: ortogonal, 45 grados, 60 grados, horizontal y vertical. Esto se verifica observando la figura 29, que corresponde al comportamiento de las ganancias en la hélice # 2. En este caso también se observan cruces de las curvas de ganancia para longitudes de onda en la banda de 1532 nm a 1540 nm. A pesar de esto, y tomando en cuenta que los cambios son de  $\sim 2 dB$ , puede decirse que el espectro de fluorescencia es un fiel retrato de la ganancia que podemos esperar.

Por otra parte suena lógico que a mayor potencia de bombeo, se tenga un incremento proporcional en la potencia del espectro de fluorescencia, pero en nuestro caso particular esto no se cumple en su totalidad. En el caso de la hélice # 1, la orientación *horizontal* con una potencia de bombeo de 4.31 dBm y la *vertical* con una potencia de bombeo de 4.22 dBm a la entrada de la fibra activa fueron las de mayor valor y deberían preservar el mismo orden en las potencias de sus espectros de fluorescencia. Sin embargo como se observa en la figura 26, esto no sucede así, y en cambio si se ven superadas por las otras alineaciones en casi todo el espectro analizado. Algo parecido se presenta en la hélice # 2 en donde la alineación *horizontal* con una potencia de bombeo de 3.36 dBm, se ve superada por las alineaciones a 45 grados con una potencia de bombeo de 3.32 dBm y 60 grados con una potencia de bombeo de 2.55 dBm. Estas situaciones hasta el momento desconocemos a que se deban.

Por último se pudo comprobar que los espectros de fluorescencia se encuentran parcialmente polarizados (grado de polarización  $\approx 18$  %).

# V.2 Ganancia para distintas orientaciones de la señal de entrada

Los resultados obtenidos para la hélice # 1 muestran que las orientaciones<sup>1</sup> que nos proporcionan una mayor ganancia son la *ortogonal* (7.58 dB a 29.06 dB), a 45 grados (7.34 dB a 29.05 dB) y la vertical (7.07 dB a 29.11 dB); así mismo la orientación que nos da la ganancia más baja con respecto a las demás fue la de 60 grados (7.08 dB a 27.69 dB) debido posiblemente a que en este caso la potencia de bombeo a la entrada fue menor (3.25 dBm). También podemos observar en la figura 28, como la máxima ganancia (29.11 dB) se obtiene a una longitud de onda aproximada de  $\lambda = 1536 nm$ . Cabe señalar que a pesar de que la potencia de bombeo fue mayor para la alineación *horizontal* (Tabla VIII), la ganancia resultó ligeramente mayor cuando el bombeo estuvo orientado a 45 grados y a 90 grados (ortogonal a la señal).





<sup>1</sup>Orientaciones y Alineaciones estos términos se usan en forma indistinta en este trabajo de tesis.

La amplificación de estos EDFAs se estudió en la banda del pico de fluorescencia de  $\lambda = 1530 \ nm$  - 1540 nm, además de un par de longitudes alejadas de dicho pico ( $\lambda = 1525 \ nm$  y  $\lambda = 1545 \ nm$ ). Cabe mencionar que se eligió esta banda, debido a que es en ella donde se obtiene la mayor amplificación en este tipo de dispositivos; así mismo de esta gráfica podemos notar que la ganancia que nos puede ofrecer este EDFA oscila entre los 7 dB y 29 dB.

Para la hélice activa # 1 la señal de 1534 nm (polarización lineal horizontal), junto con un bombeo orientado a 45 grados con respecto a la señal, presenta una ganancia 1.1 dB mayor que la obtenida cuando el bombeo es ortogonal; mientras que para el resto de las señales la respuesta para ambas alineaciones es muy similar.

Ahora bien, analizando la figura 29, que corresponde a la hélice # 2 podemos observar que la ganancia espectral presenta una menor variación que la de la hélice # 1. En este caso la ganancia varía de 23 dB a los 33 dB.



Figura 29: Comparación de las ganancias para diferentes alineaciones de la señal de entrada polarizada. Hélice # 2.

Repitiendo el análisis hecho para la hélice anterior, en la hélice # 2, vemos que las orientaciones para las cuales podemos obtener una mayor ganancia son la *ortogonal* 

(25.66 dB a 33.65 dB) y a 45 grados (24.09 dB a 33.42 dB). A pesar de que para la alineación horizontal la potencia de bombeo es similar a la de la alineación ortogonal (Tabla VIII), la ganancia obtenida es notoriamente inferior en toda la banda de amplificación. La ganancia espectral medida para la alineación horizontal con una potencia de bombeo de 3.36 dBm es similar a la obtenida para la alineación vertical con una potencia de bombeo de 1.92 dBm y para la alineación a 60 grados con una potencia de bombeo de 2.55 dBm, usando una señal con polarización lineal horizontal, a pesar de que la potencia de se mayor (33.27 dB) que la de la alineación horizontal (32.32 dB), mientras que las potencias de bombeo son 3.32 dBm y 3.36 dBm, respectivamente.

Para la hélice # 2 la máxima ganancia se localiza sobre dos longitudes de onda  $\lambda = 1531 \ nm \ y \ \lambda = 1532 \ nm$ , como podemos observar en la figura 29. En esta figura también podemos notar que a pesar de que la potencia de bombeo fue mayor para la alineación ortogonal (Tabla VIII), la ganancia espectral obtenida para este caso no fue siempre la mayor. Para longitudes de onda menores de 1533 nm presenta ganancias mayores que las otras alineaciones, decrece para 1534 nm con respecto a la obtenida para la alineación a 45 grados; es mayor de nuevo para 1535 nm y es menor que la de 45 grados entre 1536 nm y 1540 nm.

En resumen comparando estos resultados, podemos ver que la hélice # 2 nos proporciona una ganancia mayor y ligeramente más uniforme sobre la banda de estudio considerada que la hélice # 1. Por otra parte también existe un desplazamiento del pico de máxima ganancia, situación que se debe a las diferencias de composición química introducidas en la fabricación de fibras dopadas entre una compañía y otra.

# V.3 Resultados del grado de polarización en señales polarizadas

Debido a la falta de componentes ópticos adecuados, no fue posible medir el estado de polarización de las señales amplificadas. Sin embargo, haciendo uso del equipo disponible en el laboratorio se tomó la lectura del grado de polarización de las señales amplificadas en la hélice # 2, cuyo comportamiento se muestra en la figura 30.



Figura 30: Comportamiento del grado de polarización en señales amplificadas.

De este resultado se puede observar que las señales amplificadas efectivamente se encuentran polarizadas, dado que el grado que polarización que presentan oscila entre el 91 y 99 %. Estos resultados indican que es posible amplificar señales polarizadas. De esta manera demostramos uno de los objetivos de esta tesis. Las longitudes de onda utilizadas en esta medida son  $\lambda = 1525 nm$ , 1535 nm, 1536 nm, 1537 nm y 1545 nm. Podemos notar que para las alineaciones a 60 grados, horizontal, ortogonal y a 45 grados el grado de polarización es menor en el pico de fluorescencia. Esto se debe a que la medida incluyó a la señal y la fluorescencia a la longitud de onda de la señal. En el pico de fluorescencia la polarización parcial es menor que en el resto del espectro. Es interesante notar que para la alineación vertical el grado de polarización es mayor y el mínimo está corrido hacia longitudes de onda mayores (1537 nm). Relacionando estos resultados con la ganancia tenemos que para el caso de las alineaciones ortogonal y vertical los roles se invierten, esto es, mientras que la alineación ortogonal me otorga la mayor ganancia, en el caso de su grado de polarización este ocupa la última posición, mientras que la alineación vertical es la que presenta un mayor grado de polarización, pero es una de las alineación que presenta mas baja ganancia con respecto a la alineación ortogonal. Por último cabe mencionar que esta situación no se aplica a todas las alineaciones.

# Capítulo VI

### Conclusiones

Se llevó a cabo un estudio experimental con el fin de observar cual es la influencia que tiene el uso de un bombeo polarizado con señal polarizada en un EDFA. A continuación se listan los resultados obtenidos.

- Se construyeron dos bobinas helicoidales de fibra dopada y se caracterizaron de acuerdo a su geometría. Se calcularon las birrefringencias lineal y circular inducidas por el arqueamiento y la torsión aplicados al ser embobinadas, usando modelos fotoelásticos.
- 2. Se realizó un estudio teórico-experimental que permitió desarrollar un modelo que expresa la evolución de la polarización en este tipo de estructuras. Se partió de la base que estableció Ross en 1984, que consiste en representar este tipo de embobinados como un rotador circular distribuido seguido de un retardador lineal distribuido. Nuestra contribución consistió en demostrar que se introduce un desplazamiento topológico debido al transporte paralelo del marco de referencia a través del trayecto de fibra.
- 3. De acuerdo a este método es posible conocer el estado de polarización a la salida de la bobina helicoidal, en función de los parámetros geométricos y fotoelásticos de la fibra dopada con erbio.

- 4. Se observó que no existe una dependencia bien definida de la potencia del espectro de fluorescencia con la potencia del bombeo a la entrada de la fibra; pero si existe una respuesta espectral distinta que depende de la orientación del bombeo.
- 5. Como era de esperarse, la relación de la potencia del espectro de fluorescencia fue proporcional a la ganancia espectral de las distintas alineaciones. Esto es, por ejemplo que si el espectro de fluorescencia de la orientación ortogonal fue mayor al resto, este mismo comportamiento se reflejó en las curvas de ganancia espectral de dicha alineación.
- 6. Se llevó a cabo la amplificación de señales polarizadas, destacando que el efecto del bombeo polarizado y la señal polarizada son importantes para poder optimizar la ganancia de un EDFA. Las condiciones para las que la ganancia es máxima dependen de: la composición química de los dopantes en la fibra activa, las características geométricas de la bobina, la orientación del bombeo linealmente polarizado y la longitud de onda de la señal.
- 7. También fue posible comprobar que las señales amplificadas están polarizadas, a pesar de que no fue posible medir su estado de polarización debido a la falta de algunos componentes. Sin embargo el grado de polarización superior al 90 % demuestra que están polarizadas.
- 8. Cabe señalar que durante nuestros experimentos la potencia de bombeo no fue absorbida completamente por la fibra dopada con erbio, situación que desconocemos a que se deba. Así mismo, durante los experimentos se presentaron fracturas en las caras de entrada/salida de la fibra, en distintos puntos del arreglo unidos por conectores mécanicos.
- 9. De los resultados obtenidos podemos concluir que el efecto que tiene la orientación de la señal y el bombeo polarizado linealmente sobre un EDFA es importante, ya que para una señal pequeña se midieron cambios a una misma longitud de onda hasta de 2 dB usando potencias de bombeo que difieren sólo 0.5 dBm. Estos

resultados indican que se puede optimizar la ganancia, y a la vez con el método desarrollado es posible conocer el estado de polarización de la señal amplificada.

10. Para determinar las condiciones precisas que deben satisfacerse para optimizar la ganancia a cada longitud de onda es necesario realizar mediciones que incluyan una banda espectral de bombeo más angosta y las medidas directas del estado de polarización del bombeo y del estado de polarización de la señal amplificada.

### Literatura citada

- Ayala C., Tentori D., Treviño F. y Mendieta, F.J. 2000. "Método simple para la evaluación de la birrefringencia de estructuras helicoidales de fibra óptica". Acad. Mex. Opt. XIII Reunión Anual de Optica: 136-138 p.
- Barlow A.J. and Payne D.N. 1983. "The stress-optic effect in optical fibers". IEEE Jour. Quantum Electron. QE-19: 834-839 p.
- Becker, P.C., Olsson, N.A. and Simpson, J.R. 1999. "Erbium Doped Fiber Amplifiers. Fundamentals and Technology". Academic Press, Inc. San Diego, CA. USA.
- Desurvire E. 1994. "Erbium-Doped Fiber Amplifiers. Principles and Applications". John Wiley Sons, Inc. New York, NY. USA.
- Greer E.J., Lewis D.J. and Macauley W.M. 1993. "Polarization dependent gain erbium-doped fiber amplifiers". Electron. Lett. 20: 46-47 p.
- Hall D.W. and Weber M.J. 1983. "Polarized fluorescence line narrowing measurements of Nd laser glasses: Evidence of stimulated emission cross section anisotropy". Appl. Phys. Lett. 42(2): 157-159 p.
- Hotine M. 1969. "Mathematical geodesy". ESSA Monograph 2, U.S. Department of Commerce. Washington, D.C., USA.
- Jones R.C. 1941. "A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of the calculus". Jour. Opt. Soc. Amer. 31: 488-493 p.

- Jones R.C. 1948. "A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N-Matrices". Jour. Opt. Soc. Amer. 38: 671-685 p.
- Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall C.E. 1990. "Polarized light in optics and spectroscopy". Academic Press, Inc. New York, NY, USA.
- Mazurczyk V.J. and Zyskind J.L. 1994. "Polarization dependent gain in erbiumdoped fiber amplifiers". IEEE Photon. Tech. Lett. 6(5): 616-618 p.
- Nikitin V.I., Soskin M.S. and Khizhnyak A.I. 1976. "New data about internal 1.06 μm luminiscence band structure of Nd<sup>3+</sup> in silicate glass". Sov. Tech. Phys. Lett 2: 64-68 p.
- Papp A. and Harms H. 1977. "Polarization optics of liquid-core optical fiber". Applied Opt. 16(5): 1315-1319 p.
- Piskunov, N. 1996. "Cálculo diferencial e integral". Editorial Limusa. México.
- Ross J.N. 1984. "The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibers due to geometric effects". Opt. Quantum Electron. 16: 455-461 p.
- Shurcliff W.A. and Ballard S.S. 1964. "Polarized Light". D. Van Nostrand Company. Inc. Princeton, NJ, USA.
- Tang C.H. 1970. "An orthogonal coordinate system for curved pipes". IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MMTT-18: 69 p.
- Taylor M.G. 1993. "Observation of new dependence effect in long-haul optically amplied system". OFC/IOOC'93 San Jose. Paper PD-5-1.
- Tentori D., Carrillo V.K., May M., Kuzin E., Mendieta F.J. and Soto H. 1999.
  "Polarization dependent performance of helically-wound EDFAs". SPIE 3622: 138-142 p.

- Tentori D., Ayala C., Treviño F., Mendieta, F.J. and Soto H. 2000 a. "Simple method for the birefringence evaluation of helicoidal optical fiber structures". Proc. SPIE 4103: 152-160 p.
- Tentori D., Treviño F., Ayala C., Mendieta, F.J. and Soto H. 2000 b. "Control of polarization evolution in helically wound active fibers". Proc. SPIE 4106A: por publicarse.
- Ulrich R., Rashleigh S.C. and Eickhoff W. 1980. "Bending-induced birefringence in single-mode fibers". Opt. Lett. 5(6): 273-275 p.

# Apéndice A

# SECCIONES TRANSVERSALES DE ABSORCION Y DE EMISION

Suponga que se ilumina a una partícula pequeña, que absorbe como un cuerpo negro (es decir, absorbe toda la radiación que le llega), con una onda luminosa de intensidad  $I \equiv P/A$  y, que esta partícula tiene un área de captura, o sección transversal  $\sigma$ . La potencia neta absorbida por este objeto  $\Delta P_{abs}$  será igual al producto de su área de captura o sección transversal por la potencia incidente por unidad de área:

$$\Delta P_{abs} = \sigma \times (P/A) = \sigma I. \tag{108}$$

Considere a continuación una rebanada delgada de grueso  $\Delta z$  y área transversal A, como se muestra en la figura 31. Suponga que en esta rebanada, las densidades de población de átomos en los niveles  $E_1$  y  $E_2$  de una transición atómica son  $N_1$  y  $N_2$ . Y que cada átomo en el nivel inferior tiene un área efectiva, o sección transversal de absorción  $\sigma_{12}$  y, de manera similar, cada átomo en el nivel superior tiene una sección transversal efectiva o sección transversal de emisión estimulada  $\sigma_{21}$ . El número total de átomos en el nivel inferior, en esta rebanada de material será  $N_1 A \Delta z$  y el área total de absorción debida a todos los átomos en el nivel inferior será igual al número total de átomos por la sección transversal de cada átomo, o  $N_1\sigma_{12}A\Delta z$ . (Suponemos



Figura 31: Colección de átomos distribuida en toda una rebanada delgada con una sección transversal de absorción.

que la rebanada es tan delgada y los átomos tan pequeños, que no existe un efecto de sombreado o bien que éste es despreciable.) En forma análoga, el área total efectiva de emisión debida a los átomos en el nivel superior es  $N_2\sigma_{21}A\Delta z$ . Ya que parte de la energía se absorbe y parte se emite conservando las mismas propiedades de la onda incidente (dirección de propagación, fase, estado de polarización), puede decirse que la potencia total absorbida por los átomos en esta rebanada, de un haz incidente con una potencia total P, distribuida sobre un área A, es:

$$\Delta P_{abs} = (N_1 \sigma_{12} - N_2 \sigma_{21}) \times P \Delta z. \tag{109}$$

Las cantidades  $\sigma_{12}$  y  $\sigma_{21}$  introducidas, son las secciones transversales de transición estimulada de los átomos en la transición  $1 \rightarrow 2$ , siendo  $\sigma_{12}$  la sección transversal de absorción estimulada y  $\sigma_{21}$  la sección transversal de emisión estimulada. Estas secciones transversales, que tienen dimensiones de área por átomo, son una herramienta muy útil para expresar la fuerza de una transición atómica.

89
#### Apéndice B

# SENSIBILIDAD A LA POLARIZACION DEL ANALIZADOR DE ESPECTROS OPTICOS

El analizador de espectros óptico Hewlett Packard 71450B es un monocromador de doble paso<sup>1</sup>, el arreglo óptico del sistema se muestra en la figura 32. De acuerdo al fabricante (mismo manual, pag. 1-7) estos instrumentos muestran una dependencia asociada al estado de polarización de la señal medida de  $\pm$  2.5 dB, para resoluciones  $\geq 0.2 \ nm$ , en la banda de 600 nm a 1700 nm.

Desafortunadamente no indican cuál fue la metodología usada para realizar esta caracterización. Esta dependencia tan alta no la observamos en el laboratorio al trabajar con señales linealmente polarizadas orientadas en direcciones ortogonales entre sí, en la banda de 1530 nm a 1580 nm, por lo que se buscó más información sobre el origen de la sensibilidad a la polarización de estos instrumentos. De acuerdo a lo reportado por Hewlett Packard esta sensibilidad la genera la rejilla de difracción plana

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>HP71450B/1B/2B Optical Spectrum Analyzer, Reference, pag. 5-3; Optical Spectrum Analysis Application Note 1550-4, pag. 10.



Figura 32: Trayectoria de la luz a través de un monocromador de doble paso.

giratoria, que realiza las descomposición espectral de la luz<sup>2</sup>. Con el fin de aminorar esta contribución en los monocromadores de doble pasose incluye una placa retardadora de  $\lambda/2$  que "promedia" esta sensibilidad ya que el estado de polarización en la segunda reflexión es ortogonal al estado de polarización asociado a la primer reflexión (figura 33).

La respuesta espectral de una rejilla de difracción comercial para las polarizaciones S y P (perpendicular y paralela a los surcos de la rejilla) se muestra en la figura 34. Podemos observar que mientras mayor es la banda espectral de la señal, mayores son las variaciones en la eficiencia de difracción<sup>3</sup> para los estados de polarización lineales paralelo y perpendicular al acanalado de la rejilla. Esto significa que la evaluación reportada en el Manual de Referencia del analizador de espectros óptico no se refiere a una resolución de 0.1 nm, sino a ventanas mayores o iguales a 0.2 nm.

Cabe señalar que para esta rejilla comercial la diferencia en reflexión para las polarizaciones S y P a 1550 nm, en un monocromador de un solo paso, es de 1.5 dB. Con

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Optical Spectrum Analysis Application Note 1550-4, pag. 18 y 19.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Porcentaje de la potencia reflejada a esa longitud de onda.



Figura 33: La placa de media onda en un monocromador de doble paso reduce la sensibilidad de la polarización y mejora la sensibilidad de la amplitud.



Figura 34: Respuesta espectral de una rejilla de difracción comercial para 1600 nm (Optometrics, Inc.).

respecto a la eficiencia promedio, la dependencia sería menor de  $\pm$  0.8 dB. Y para un monocromador de doble paso ideal, con una placa de media longitud de onda entre una reflexión y la siguiente, esta contribución se cancela. Es importante hacer notar que este valor corresponde a estados de polarización lineales. Es poco probable que la luz que llega a la rejilla se encuentre en este estado porque a la entrada del analizador de espectros óptico se tiene una fibra de índice de gradiente. En los medios GRIN con simetría cilíndrica circular la birrefringencia es radial y tangencial<sup>4</sup> por lo que la luz linealmente polarizada que incide sobre esta fibra de entrada se descompone dando como resultado el mismo estado de polarización elíptico a la salida de la fibra GRIN para cualquier orientación del estado de polarización a la entrada. Sólo cambia su orientación con respecto al eje azimutal. Estos medios son sin embargo, muy sensibles a la alineación por lo que probablemente el acoplamiento entre la punta que porta la señal y el analizador de espectros óptico no se cuidó adecuadamente en la evaluación reportada en el manual del instrumento. En nuestra experiencia, los cambios debidos al corrimiento modal inducido por argueamiento sí modifican apreciablemente la potencia de la luz que se acopla a la fibra (Tabla VIII).

Ya que los instrumentos ideales no existen, buscamos las especificaciones del modelo más reciente Agilent 71452B, que usa la misma configuración para el monocromador que el analizador de espectros 71450B<sup>5</sup>. Encontramos que para este aparato se reporta<sup>6</sup> una sensibilidad a la polarización de  $\pm$  0.05 dB en la banda de 1542 nm a 1562 nm. Los documentos publicados por la compañia no indican que se haya realizado algún cambio a la configuración del monocromador de doble paso.

93

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>J. Camacho y D. Tentori, "Polarization optics of GRIN lenses", Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. **3**, 89-95 (2001).

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Optical Spectrum Analysis Application Note 1550-4, pag. 18 y 19.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>EDFA Testing with the Interpolation Technique Product Note 71452-1, pag. 18.

#### Apéndice C

# ARREGLO PROPUESTO PARA MEDIR EL ESTADO DE POLARIZACION DE LAS SEÑALES AMPLIFICADAS

• Se genera el marco de referencia en el punto D.



Figura 35: Fijando el marco de referencia.

• Se elimina el espacio libre por medio un tramo de fibra de una longitud bien exacta.



Figura 36: Caracterización del aislador y el filtro óptico.

- Se caracteriza el aislador junto con el filtro óptico para cada una de las longitudes de onda de trabajo.
- Posteriormente se elimina el segundo arreglo de microposicionadores y se inserta la bobina de fibra dopada con erbio.
- Por último se hace la medida del estado de polarización de la señal amplificada.
  Luego de obtener este valor se requiere restar el efecto inducido por el aislador y
  el filtro óptico para obtener el estado de polarización real de la señal amplificada.

### Apéndice D

## FIBRA DOPADA CON ERBIO, PHOTONETICS EDOS 103

Diámetro del núcleo	$3.1 \ \mu m$
Atenuación	$3.6 \ dB/Km @ 1060 \ nm$
Abertura numérica	0.241
Diámetro modal del campo	$6.1 \ \mu m @ 1536 \ nm$
Longitud de onda de corte (modo LP <sub>11</sub> )	900 nm
Diámetro de la cubierta	$125.1 + / - 0.54 \ \mu m$
Diámetro del recubrimiento	$250 \ \mu m$

### Apéndice E

# FIBRA DOPADA CON ERBIO, INO-NOI 402K5

Diámetro del núcleo	3.8 µm
Factor de confinamiento	0.5
Dopantes del núcleo	Er/Al/Ge/P
Concentración de dopantes	Er: 960 ppm-wt; Al: 2.2 wt%
Absorción	$3.6 \ dB/m @ 980 \ nm$
	$3.9 \; dB/m @ 1553 \; nm$
Atenuación	$5.9 \ dBm/Km @ 1100 \ nm$
Abertura numérica	0.2
Diámetro modal del campo	$6.7 \ \mu m @ 1535 \ nm$
Longitud de onda de corte (modo $LP_{11}$ )	850 nm
Diámetro de la cubierta	$124 + - 2 \ \mu m$
Diámetro del recubrimiento	$250 \ \mu m$

### Apéndice F

## AISLADOR OPTICO E-TEK MOD. PIFI-1550-IL-AO

Tipo de aislador	Insensible a la polarización
Longitud de onda de operación	1550 $nm$ @ temperatura ambiente
Pérdidas por inserción de conector	$0.60 \ dB$
Aislamiento de conector	$39 \ dB$
Pérdidas por polarización	$< 0.1 \ dB$
Pérdidas por retorno	$> 60 \; dB$

### Apéndice G

## AISLADOR OPTICO MP MOD. IS15ALAA00

Tipo de aislador	Insensible a la polarización
Longitud de onda de operación	$1550 + - 15 \ nm$
Pérdidas por inserción de conector	0.31 <i>dB</i>
Aislamiento de conector	$45 \ dB$
Pérdidas por polarización	$0.07 \ dB$
Pérdidas por retorno	67 dB

### Apéndice H

## AISLADOR OPTICO KAIFA MOD. ISL-A-98-SANN

Tipo de aislador	Insensible a la polarización
Longitud de onda de operación	980 nm
Pérdidas por inserción de conector	$0.76 \ dB$
Aislamiento de conector	$24 \ dB$
Pérdidas por polarización	$0.02 \ dB$
Pérdidas por retorno	$> 50 \ dB$

#### Apéndice I

# MULTIPLEXOR POR DIVISION DE LONGITUD DE ONDA SUMICEM MOD. SWD 98-A-2-S

Longitud de onda de la señal	1550 nm (puerto 1)	980 $nm$ (puerto 2)
Pérdidas por inserción $(dB)$	0.15	0.30
Aislamiento $(dB)$	27.5	25.0

#### Apéndice J

## FILTRO OPTICO SINTONIZABLE NEWPORT MOD. TBF-1550-1.0

Tipo de filtro	Baja sensitividad a la polarización
Longitud de onda de operación	1535 - 1565 nm
Pérdidas por inserción	1.5 <i>dB</i>
Reflexiones por retorno	-45 dB
Pérdidas por polarización	$0.03 \ dB$
Resolución de sintonia	0.05 nm

### Apéndice K

# DIODO LASER DE SEMICONDUCTOR NORTEL NETWORKS MOD. LC92A80-20

Longitud de onda de operación	980 nm
Corriente de umbral	15 mA
Corriente máxima de operación	210 mA
Potencia de salida	180 mW
Responsividad del detector monitor	$15 \ \mu A/mW$
Resistencia del termistor	$10 \ k\Omega$
Temperatura de operación, R= 10 $k\Omega$	25°C
Tipo de encapsulado	Mariposa
Tipo de fibra	Monomodo con rejillas
Tipo de conector	FC/APC (9°)