



B E N E M É R I T A

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

**“CARACTERIZACIÓN DE UN LÁSER DE FIBRA
ÓPTICA DOPADA CON ERBIO EN LA
CONFIGURACIÓN DE ANILLO”**

TESIS PRESENTADA COMO REQUISITO PARCIAL PARA
OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRO EN CIENCIAS
ESPECIALIDAD FÍSICA APLICADA**

PRESENTA:

LIC. ANTONIO MORALES HERNÁNDEZ

ASESORES:

DR. ERWIN J. A. MARTÍ PANAMEÑO

PROFESOR INVESTIGADOR DEL
POSGRADO EN FÍSICA APLICADA
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO – MATEMÁTICAS

DRA. LUZ DEL CARMEN GÓMEZ PAVÓN

PROFESORA INVESTIGADORA DEL
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA ELECTRÓNICA
FACULTAD DE CIENCIAS DE LA ELECTRÓNICA

PUEBLA, PUEBLA
NOVIEMBRE, 2014

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Contexto Histórico	2
1.2. Láseres de fibra	3
1.3. Objetivos	5
1.3.1. Planteamiento del problema	5
1.3.2. Objetivo Principal	6
1.3.3. Objetivos particulares:	6
1.3.4. Aportaciones Fundamentales	7
2. Descripción del sistema láser	8
2.1. WDM	9
2.2. Aislador óptico	10
2.3. Fibra dopada con Er^{+3}	11
2.4. Diodo láser	11
2.5. Acoplador 50/50	13
2.6. Acoplador variable	14
2.6.1. Descripción del funcionamiento	14
2.7. Modulador acusto-óptico	16
2.8. Controlador de polarización	18
2.9. Analizador de Estados de Polarización FIBERBENCH	19
2.9.1. Descripción	19
2.9.2. Operación	20
2.10. Detectores	20
2.10.1. Medidores de potencia	20
2.10.2. Detectores ultra rápidos	20
2.10.3. Analizador de espectros ópticos	21
2.10.4. Osciloscopio	21
2.10.5. Generador de funciones	22
2.11. Empalmadora de fibra	22
2.11.1. Componentes y especificaciones operativas (SERIE - S176)	24
3. Caracterización del sistema láser	25
3.1. Pérdidas por acoplamiento entre los elementos del sistema láser	25
3.1.1. Utilizando conectores de fibra entre los elementos del sistema	26
3.1.2. Fusionando los elementos que conforman el sistema láser	26

3.2. Caracterización en función del acoplamiento	27
3.3. Posición óptima del aislador óptico en la cavidad láser (bloqueo total de 980nm)	28
3.4. Perfil del haz emitido por el sistema láser de fibra en espacio libre . .	29
3.4.1. Método de la navaja	30
3.5. Generación en modo pulsado	31
3.6. Polarización	32
3.6.1. Estados de polarización en función de la corriente de bombeo .	33
3.6.2. Estados de polarización con respecto al tiempo	35
3.6.3. Análisis espectral en función del control de polarización	37
4. Conclusiones generales	39
A. Amarre de modos	40
A.1. Física del amarre de modos	42
A.2. Amarre de modos en AM	43
B. Modulador Acusto-óptico	47
B.1. Modulación de pérdidas por efecto acusto-óptico	48
C. Metodo de la navaja	50
D. Polarización	52
D.1. La naturaleza de la luz polarizada	52
D.1.1. Polarización lineal	52
D.1.2. Polarización circular	54
D.1.3. Polarización elíptica	55
D.2. Descripción matricial de la polarización	58
D.3. Parámetros de Stokes	62
D.3.1. Interpretación física de los parámetros de Stokes	63

Índice de figuras

1.1. Elementos esenciales de un láser: medio de ganancia, resonador y fuente de energía.	3
1.2. Potencia de salida en función de la potencia de bombeo de un láser de fibra de alta potencia	5
1.3. Evolución de la potencia de lasers de fibra de doble núcleo en las últimas décadas	6
2.1. Esquema experimental del sistema láser de fibra óptica dopada con erbio. (a) Arreglo para emisión en modo continuo. (b) Arreglo para emisión en modo pulsado	8
2.2. WDM202A con operación bidireccional	10
2.3. Aislador óptico basado en el efecto Faraday	10
2.4. Fotografía de aislador óptico	11
2.5. Gráfica del espectro de emisión de la fibra dopada con Er^{+3}	12
2.6. Diagrama interno del diodo láser JDSU	12
2.7. Comportamiento de la potencia de salida al aplicar corriente al diodo JDSU	13
2.8. Acoplador Newport, 1 x 2, 50/50, 1550nm longitud de onda para operación	13
2.9. Diagrama de un acoplador variable bidireccional.	14
2.10. Esquema de un acoplador variable.	15
2.11. a) Acoplador variable Newport. b) Disco de acoplamiento entre fibras (máximo y mínimo). c) Diagrama de las entradas y salidas del acoplador	15
2.12. Gráfica de la potencia de salida en los brazos TP y CP conforme a la posición del tornillo.	16
2.13. Gráfica de la potencia de salida en los brazos TP y CP conforme al porcentaje de acoplamiento	17
2.14. Modulador acusto - óptico Brimrose y su controlador correspondiente	17
2.15. Controlador de polarización FPC560 de Thorlabs	18
2.16. Analizador de los estados de polarización FB-PAM (FiberBench Polarization Analyzer)	19
2.17. Medidor de potencia PM122 con un sensor de Germanio	21
2.18. Detector ultra rápido D400FC	21
2.19. Osciloscopio TDS-3045 de Tektronix	22
2.20. Generador de funciones AFG310 Tektronix.	22

3.1. Emisión característica láser de fibra óptica usando conectores entre componentes que lo componen	26
3.2. Emisión característica láser de fibra óptica después de fusión entre componentes.	27
3.3. Caracterización en función del acoplamiento láser de fibra en modo continuo	28
3.4. Comparativo de la salida láser modificando la posición del aislador óptico dentro de láser de fibra	29
3.5. Medición del perfil de intensidad mediante la técnica de la navaja	30
3.6. Puntos experimentales y ecuación polinomial de segundo grado para cálculo de la cintura mínima del haz proveniente de la fibra óptica.	31
3.7. Fig 3.8 Pulsos generados por el láser de fibra anular a 6.87 MHz.	32
3.8. Salida de la elipse de polarización en función de la corriente de bombeo ubicando el aislador antes del acoplador 50/50	34
3.9. Variación de la elipse de polarización en función de la corriente de bombeo para láser de fibra en modo pulsado.	35
3.10. Fig 3.9 Variación de la elipse de polarización en el tiempo a una corriente de bombeo fija.	36
3.11. Fig 3.10 Variación de la elipse de polarización en el tiempo para láser de fibra en modo pulsado	36
3.12. Fig 3.11 Comparativo entre la salida de los pulsos con ayuda del controlador de polarización. (a) salida con una posición arbitraria de los platos de polarización, (b) Modificando la posición del controlador de polarización para la disminución del ancho del pulso.	37
3.13. Fig 3.12 Espectro de emisión láser de fibra en modo pulsado (a) antes de la mejora con el controlador de polarización (b) después de modificar la salida del pulso con el controlador de polarización.	38
D.1. Luz lineal.- El campo E polarizado linealmente en el primer y tercer cuadrante.	53
D.2. Luz lineal. En el segundo y cuarto cuadrante.	54
D.3. (a)Polarización circular. (b)Polarización elíptica	56
D.4. Varias configuraciones de polarización. E_{0y} se considera mas grande que E_{0x}	58
D.5. Normalización	60
D.6. Normalización para 45°	60
D.7. Otra forma de ver la normalización con ángulo	61

Índice de cuadros

2.1 Componentes y especificaciones operativas (SERIE - S176)

Capítulo 1

Introducción

Albert Einstein escribió la teoría de la emisión estimulada en 1917[1], por emisión estimulada se quiere decir que un fotón puede forzar una transición atómica desde un estado de energía excitada emitiendo un segundo fotón con las mismas propiedades que el primero (fase, energía, polarización y dirección), conduciendo entonces a la amplificación de la luz. Usando este proceso una gran cantidad de fotones con las mismas características puede ser generado pasando una y otra vez en un medio excitado, esto es, teniendo una inversión de la población, generando un estado de luz coherente. Este esquema es exactamente lo que se entiende como un láser: Un conjunto específico de átomos excitados colocados dentro de una cavidad.

Sin embargo, pasó un buen tiempo desde la teoría de Einstein a la primera realización experimental del proceso de amplificación de la luz. El primer dispositivo basado en el proceso de inversión de población y de emisión estimulada fue realizado en la región de microondas usando moléculas de amonio en 1951 [2]. El primer láser a longitudes de ondas ópticas operó con un láser de rubí en 1960 [3], desde entonces una gran variedad de láseres han sido inventadas: Gases líquidos, semiconductores y materiales de estado sólido sirven como medios activos y básicamente en todos los tipos de elementos las transiciones láser han sido descubiertas. Con el incremento de la diversidad de longitudes de onda, el incremento de la potencia y un grupo más grande del régimen de operación, numerosas aplicaciones de estas fuentes de luz únicas han sido identificadas. Hoy en día, no podemos imaginar una sociedad moderna sin estos sistemas.

Para tratar de alcanzar potencias más altas junto con una mayor brillantez esto es llevado a cabo más eficientemente por láseres de estado sólido dopados con tierras raras bombeados por diodos. La geometría de estado sólido más común es un varilla con dimensiones de unos cuantos milímetros y varios centímetros de longitud, sin embargo estos sufren de problemas termo-ópticos. Una alternativa para los láseres de estado

sólido "*bulk*" es la fibra dopada con tierras raras.

1.1. Contexto Histórico

El láser ha sido el desarrollo tecnológico más importante en la segunda mitad del siglo pasado, ha desarrollado una enorme industria.

En 1916 Albert Einstein mostró la existencia del proceso de emisión estimulada, y desde ese tiempo la invención del láser era ya posible, sin embargo durante los años 1920's , 30's, 40's, los físicos estaban preocupados con el nuevo descubrimiento de la mecánica cuántica, la física de partículas y la física nuclear. Además de los escritores de ciencia-ficción, había quienes estaban convencidos del uso de un rayo de luz altamente direccionable y potente, por ejemplo, los ingenieros en telecomunicaciones imaginaban alta direccionabilidad en una línea de comunicación donde la información fuera llevada por un haz de luz, los oftalmólogos necesitaban haces intensos de luz que pudieran converger dentro de pequeñas áreas ubicadas detrás del globo ocular para soldar desprendimientos y rasgaduras de retina.

Con la experiencia ganada en el desarrollo del radar durante la Segunda Guerra Mundial y la continuación de los trabajos de frecuencias arriba de las señales de microondas, los científicos empezaron a explorar las condiciones necesarias para que la acción láser se llevara a cabo. En 1950 un grupo de la universidad de Columbia encabezados por Charles H. Townes operaron un dispositivo de microondas que amplificaba la radiación debido al proceso de emisión estimulada, el dispositivo fue denominado "*MASER*", un acrónimo para Amplificación de Microondas por Emisión Estimulada de Radiación¹. Este principio fue desarrollado paralelamente por dos grupos científicos, en Estados Unidos por Townes y colaboradores, así como por Basov y Prokhorov, en la Unión Soviética. En 1958, estos dos grupos, extendieron de manera independiente, el principio maser a longitudes de onda del espectro visible, llegando a denominarlo amplificación de la luz por emisión estimulada de la radiación *LASER*²; esto último, tuvo el reconocimiento mundial cuando fueron galardonados con el premio Nóbel de física en 1964.

Un láser consiste de tres partes esenciales: 1) un medio amplificador o de ganancia, que produce la amplificación de la luz; 2) un proceso de bombeo, para excitar los átomos del medio y 3) un resonador óptico que permite la retroalimentación del haz amplificado en el medio de ganancia; basándose su principio de operación en el proceso de emisión estimulada. (Figura 1.1)

¹Por sus iniciales en inglés:

"*Microwave-Amplified Stimulated Emission of Radiation*".

²Por sus iniciales en inglés:

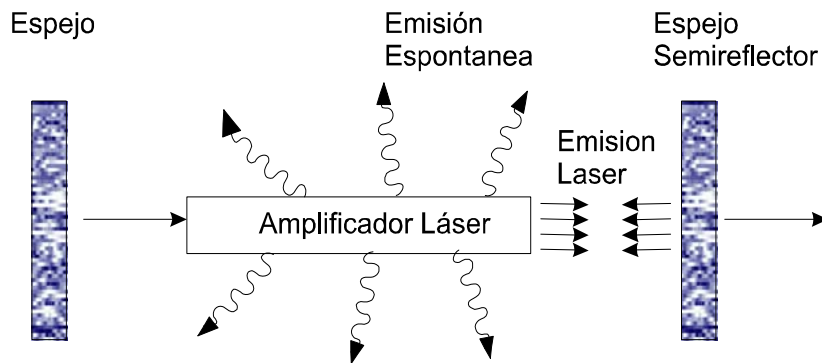


Figura 1.1: Elementos esenciales de un láser: medio de ganancia, resonador y fuente de energía.

El crédito por llevar a cabo la acción láser, en frecuencias ópticas, es dada a T.H. Mainman de los laboratorios Hughes Research. Poco después de darse a conocer el concepto láser, en 1960 Theodore Mainman construyó el primer láser, usando un cristal de rubí como amplificador, bombeado por una lámpara de destello, este láser emitió a 694.3 nm ; la lámpara helicoidal de destello que rodeaba un cristal de rubí y la cavidad óptica estaba formada por una capa de material altamente reflejante en los extremos de la barra cilíndrica de rubí.

A partir de ese momento da inicio el desarrollo de los láseres, empleando como medios de ganancia: gases [Helio-Neón (He-Ne)], dióxido de carbono (CO_2), Argón (Ar); cristales Neodimio (Nd), rubí; diodos semiconductores (GaAs), colorantes orgánicos; fibras ópticas dopadas; etc.; clasificándose entonces como láseres gaseosos, de estado sólido, semiconductores, líquidos, químicos, de fibra óptica, etc., cada uno de ellos con diferentes características de emisión debido a las propiedades inherentes del tipo de medio utilizado.

El deseo de obtener láseres de gran potencia en espacios reducidos ha traído consigo el desarrollo de sistemas compactos y de alta potencia, características que son satisfechas por los Láseres de Fibra Óptica (LFO), estos sistemas han revolucionado los sistemas de comunicación y es un elemento muy importante en el desarrollo de este trabajo de tesis.

1.2. Láseres de fibra

Originalmente, fue Snitzer quien en 1961 dio a conocer el primer dispositivo láser de fibra óptica dopada, usando en este caso Nd^{+3} como dopante. Posteriormente, reportó

"Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"

el amplificador de fibra óptica dopada con Nd^{+3} , la fibra tenía un núcleo de $10 \mu\text{m}$ con un recubrimiento de 0.75 mm , una longitud de 1 m y fue cubierta por una lámpara de destello que excitaba los iones de Nd^{+3} ; Snitzer mencionó en sus conclusiones la aplicación de este dispositivo para comunicaciones y la aparición de ruido debido a la emisión espontánea. Además, junto con Woodcock obtuvo el láser de Er^{+3} e Yb^{+3} , el cual emitió a $1.5426 \mu\text{m}$; en este caso la fibra se construyó sin recubrimiento, tenía 1 mm de diámetro, 56 cm de largo y como en el caso anterior fue cubierto por una lámpara de destello para realizar el bombeo. Antes de este trabajo se había reportado un láser de Er^{+3} emitiendo a $1.612 \mu\text{m}$, pero esto se logró por enfriamiento a $77 \text{ }^\circ\text{K}$. Estas investigaciones, resurgen como una innovación tecnológica extremadamente relevante con el advenimiento de las fibras de vidrio de silicio para telecomunicaciones a principio de los años 70's es cuando los láseres de fibra dopada de tierras raras y de diámetro pequeño fueron investigados como dispositivos potenciales para los sistemas de transmisión de información por medio fibra óptica. En esa década, Stone y Burrus mostraron por primera vez un láser de fibra dopada de Nd^{+3} , el cual fue bombeado con un láser de colorante, obteniéndose emisión a $1.06 \mu\text{m}$; además, las fibras tenían núcleos de $15 \mu\text{m}$ de diámetro y 1 cm de longitud. Sin embargo, fue hasta 1985 cuando Mears demostró la acción de láser en fibras monomodales de Nd^{+3} bombeadas por un diodo láser de GaAlAs, el láser fue de 2 m de longitud y la luz de bombeo fue inyectada a través de uno de los extremos de la fibra. En la actualidad, la cavidad resonante de este tipo de láseres puede ser diseñada en diferentes formas, siendo las más utilizadas la cavidad Fabry-Perot, la cavidad en forma de anillo y en forma de ocho; además, estos láseres pueden generar radiación tanto en modo continuo (**CW**)³ como en modo pulsado (**PW**)⁴ y el que puedan ser bombeados por diodos láser los hace compactos, estables y sin necesidad de enfriamiento, los iones de tierras raras tales como el holmio, samario, tulio e iterbio usados como dopantes o codopantes en fibras de silicio, generan nuevas longitudes de onda de láser que van desde 0.45 a $3.5 \mu\text{m}$. Son los sistemas láser de fibra óptica dopadas con Er^{+3} los que han recibido mayor atención, debido a que su longitud de onda de láser se encuentra en $1.55 \mu\text{m}$, la cual coincide con la ventana de más bajas pérdidas de las fibras ópticas de silicio.

En muchas aplicaciones de las telecomunicaciones, es fundamental mantener el control sobre la polarización de la luz transmitida a través de la fibra óptica. Tal control es complicado por el hecho de que una fibra óptica monomodal estándar axialmente simétrica transmite dos modos ortogonalmente polarizados. Idealmente, esto no sería problema para fibras perfectamente circulares, los dos modos axiales están degenerados, significando que no existe diferencia entre sus constante de propagación.

³CW; "Continue Wave"

⁴PW; "Pulse Wave"

Además, si la fibra es perfectamente recta, no existe acoplamiento entre estos dos modos, entonces, no hay transferencia de energía entre ellos. Puede uno de estos modos ser insertado en la fibra y al final de ésta, el mismo modo aparecería. Sin embargo, en la práctica, las fibras ópticas ni son libres de los efectos ambientales ni son completamente simétricas y completamente rectas. Como resultado de la influencia del ambiente, el estado de la polarización de la luz propagada en una fibra óptica está sujeta a fluctuaciones producidas por los cambios en las condiciones ambientales, tales como la tensión, el calor, etc. Además, cuando una fibra es diseñada para tener simetría axial, pequeñas deformaciones elípticas surgen durante su fabricación. Esta elipticidad residual separa las constantes de propagación del modo ortogonal simple y provoca dispersión del modo de polarización degradando la señal, lo cual significa una reducción en la potencia de salida de la emisión láser.

La contribución de diferentes grupos de investigación en el incremento de la potencia en láseres de fibra son resumidas en en la graficas 4 y 5, ilustrando el enorme incremento de la potencia en los últimos años, esta evolución tiene su origen no sólo en las propiedades inherentes de las fibras dopadas con tierras raras sino también en el progreso de la tecnología de la fabricación de fibras y la disponibilidad de fuentes de bombeo diodos láser de alta potencia.

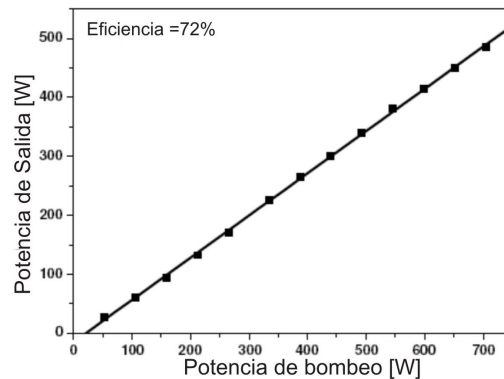


Figura 1.2: Potencia de salida en función de la potencia de bombeo de un láser de fibra de alta potencia

1.3. Objetivos

1.3.1. Planteamiento del problema

Con base a lo anterior, podemos decir que los sistemas láser han revolucionado áreas tanto científicas como tecnológicas y un estudio especial se ha venido dando con

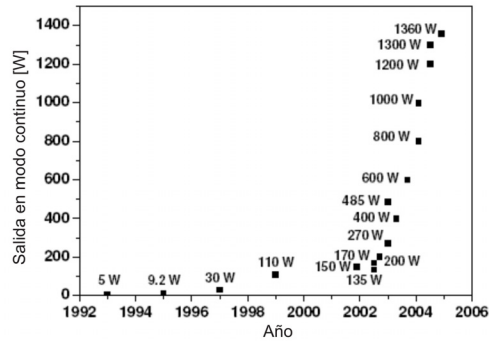


Figura 1.3: Evolución de la potencia de lasers de fibra de doble núcleo en las últimas décadas

el advenimiento de láseres de fibra dopadas. Las cavidades resonantes de los láseres de fibra óptica, actualmente pueden ser diseñadas en diferentes formas pero con la cavidad en forma de anillo se ha reportado la generación de pulsos sub-femtosegundos con energía del orden de nJ por medio del amarre de modos aditivo. Además de que estos sistemas láser poseen la versatilidad de trabajar tanto en modo continuo como en modo pulsado, son una herramienta de gran utilidad en la implementación de experimentos que requieren de este tipo de fuentes.

1.3.2. Objetivo Principal

En este proyecto de tesis de maestría se persiguen los objetivos de instrumentar, caracterizar y optimizar un láser anular de fibra óptica que usa como medio activo fibra óptica dopada con erbio. El uso de una fuente con las características de este tipo de láser será de gran ayuda en la implementación de experimentos que requieren fuentes en la región espectral del infrarrojo cercano en el laboratorio de fotónica. Este tipo de fuente además de versátil y compacta permitirá explorar en un futuro las características de materiales que puedan presentar propiedades no lineales con la interacción de radiación en la región cercana a $\lambda = 1500nm$

1.3.3. Objetivos particulares:

- Caracterizar los elementos que componen al arreglo de nuestro láser de fibra (WDM, dopada con erbio, acoplador 50/50, aislador, modulador acusto-óptico).
- Armar el láser de fibra y caracterizar su emisión en modo continuo.

-
- Optimizar la potencia de salida del láser de fibra reduciendo las pérdidas entre cada elemento que lo forma.
 - Estudiar las pérdidas por unión entre los elementos que conforman LFO
 - Caracterizar el perfil de intensidad a la salida del laser de fibra en modo continuo mediante la técnica de la navaja.
 - Caracterizar los estados de polarización a la salida del sistema láser de fibra en modo continuo y modo pulsado y su comportamietno en el tiempo
 - Interpretar los resultados obtenidos.

1.3.4. Aportaciones Fundamentales

La implementación de un láser de fibra óptica y su caracterización tanto en modo continuo como en modo pulsado permite estudiar las vicisitudes propias de la implementación. De manera especial reciben atención las pérdidas por acoplamiento entre cada elemento que componen al láser, las potencias de salida en función de la corriente de bombeo, la modificación de la duración temporal en función de la frecuencia de modulación, la emisión espectral.

Capítulo 2

Descripción del sistema láser

La configuración del sistema láser de fibra óptica dopada con erbio en la configuración de anillo para emisión tanto en modo continuo (a) como en modo pulsado (b) se muestra en la figura 2.1

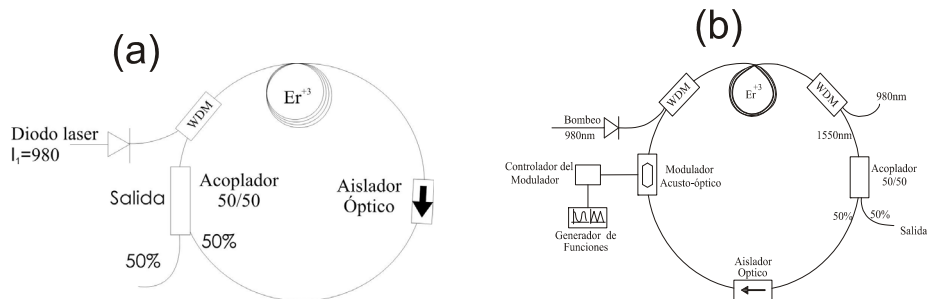


Figura 2.1: Esquema experimental del sistema láser de fibra óptica dopada con erbio. (a) Arreglo para emisión en modo continuo. (b) Arreglo para emisión en modo pulsado

El diagrama de la figura 2.1 (a) nos muestra un láser de fibra anular que utiliza como medio activo a la fibra óptica dopada con E^{+3} . El principio básico de funcionamiento en el amplificador óptico está basado en un Amplificador de Fibra Óptica (**EDFA**, por sus siglas en inglés Erbium Doped Fiber Amplifier) como medio de ganancia; la retroalimentación positiva se provee mediante un acoplador de fibra óptica, los dos brazos del acoplador son usados para conectar la salida del amplificador en retroalimentación y proveer retroalimentación parcial para formar un láser de fibra dopada en forma de anillo (en esta ocasión utilizamos un acoplador 50/50, retroalimentando 50% de la radiación y el otro 50% para su salida. El proceso de bombeo es llevado a cabo por medio de un diodo láser semiconductor cuya longitud de onda de emisión está centrada en $\lambda = 980,34\text{nm}$. La oscilación unidireccional se asegura mediante el aislador óptico en el amplificador y de esta forma la salida es tomada apropiadamente

a través de uno de los brazos del acoplador libre. Para cerrar finalmente la cavidad se une la salida del aislador al brazo que conduce la radiación $\lambda = 1550nm$. Observamos que si todo el láser de fibra es correctamente acoplado esto equivaldría a la reflexión parcial de uno de los espejos dentro de una cavidad óptica Fabry-Perot y de manera análoga a la transmisión de uno de los espejos. En la figura 2.1 (b) para la generación de pulsos ópticos del sistema explotamos la técnica de amarre de modos activo, para lo cual colocamos un modulador acusto-óptico (Brimrose acustic-optic AMM-40-1550-2FP) dentro de la cavidad láser mediante la conexión del driver a un generador de funciones (Tektronix modelo AFG310) se modula las pérdidas en la cavidad a una frecuencia resonante.

Conocer como operan cada uno de los dispositivos que conforman un sistema láser de fibra, nos permiten explicar el funcionamiento en general del arreglo. La presente sección describe el funcionamiento de cada uno de los dispositivos que forman parte de nuestro láser de fibra óptica, las especificaciones con las que operan, así como el principio físico de los mismos. Uno de los elementos más complejos dentro del arreglo es el modulador acusto-óptico; debido a esto se explicará con mayor detalle el funcionamiento de este elemento en un apartado especial dentro del apéndice B.

2.1. WDM

Las siglas WDM¹ (por sus siglas en inglés) significan multiplexación por división de longitud de onda, es una tecnología que transmite diferentes longitudes de onda de luz simultáneamente sobre una fibra óptica en forma paralela. Cada señal transmite con su banda de color, de tal forma que se define una longitud de onda exclusiva para cada fuente de señal. Estos dispositivos generalmente son bidireccionales, esto significa que podemos dividir una señal en varias longitudes de onda ó en el caso opuesto, podemos unir diferentes longitudes de onda en una sola con el mismo dispositivo (ver figura 2.2).

Los demultiplexores utilizan un componente llamado rejilla de fibra, este consiste en un tramo de fibra óptica en donde el índice de refracción del núcleo varía periódicamente a lo largo de éste, el cual actúa como un transmisor o reflector que depende de las longitudes de onda presentes, es decir que funciona como un filtro, permitiendo solo el paso de ciertas longitudes de onda selectivamente, las otras simplemente serán reflejadas [24].

El WDM utilizado para nuestro sistema, es un mecanismo bidireccional que opera a 980/1550 nm; para combinar o separar la luz eficientemente en estas dos diferentes longitudes de onda con un alto aislamiento y una pérdida de inserción baja.

¹ WDM – wavelength division multiplexing.



Figura 2.2: WDM202A con operación bidireccional

2.2. Aislador óptico

De forma general, un aislador óptico es un dispositivo que permite que una onda electromagnética se propague en una sola dirección. Los aisladores están basados en el efecto Faraday, su composición consta de un polarizador, un rotador de Faraday y un analizador principalmente. La onda, al incidir sobre el dispositivo, inicialmente encuentra un polarizador cuya propiedad hace que la onda sea polarizada linealmente, después, esta onda pasa a través del rotador, al cual es aplicado un campo magnético. La polarización de la onda es girada con un ángulo θ debido al campo magnético aplicado (efecto Faraday), de tal forma que es ahora paralela al eje x_1 (ver la figura 2.3).

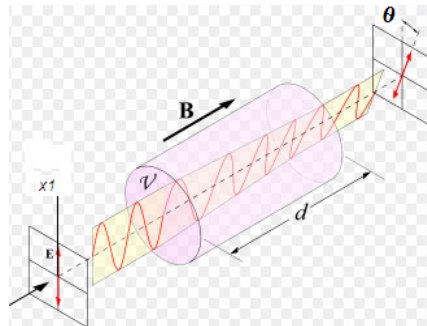


Figura 2.3: Aislador óptico basado en el efecto Faraday

Este dispositivo, hace uso del hecho que el ángulo de rotación es el mismo para la luz que se propaga paralela o antiparalelamente al campo magnético [25]. El polarizador inicial, determina el ángulo de polarización $-\theta$ de la onda de luz incidente; este ángulo es normalmente ajustado para que tenga un valor de 45° con respecto al eje x_1 , en este caso según lo descrito en la parte superior, cualquier onda reflejada, es polarizada a 45° por el analizador, entonces, esta onda, tendrá una orientación de 90° con respecto al polarizador y por tanto la luz será extinguida.

Para el láser de fibra multicavidad se utilizó el aislador marca Thorlabs, modelo 40155A. Este dispositivo está diseñado para una longitud de 1550nm, con un rango de error de $\pm 20nm$; soporta una potencia máxima de 300mW, tiene un aislamiento de 38 a 44dB y está construido con fibra SMF-28e. En la figura 2.4 se muestra una imagen de este aislador.



Figura 2.4: Fotografía de aislador óptico

2.3. Fibra dopada con Er^{+3}

La fibra dopada con tierras raras ha sido utilizada para aplicaciones que requieren pulsos muy enérgicos, este es el caso por ejemplo para el área de telecomunicaciones.

Una de las tierras raras trivalentes muy importante es el erbio (Er^{+3}), las fibras dopadas con este elemento pueden operar en varias regiones de longitud de onda que van desde el espectro visible hasta el infrarrojo. La región de 1550nm (infrarrojo) coincide con la región de menores pérdidas en las fibras de silicio, tiene un mejor rendimiento cuando es bombeada por una fuente láser a una longitud de onda de 0.98 ó $1.48\mu m$. Los láseres semiconductores que operan a las longitudes de onda mencionadas, han sido diseñados exclusivamente para el bombeo de fibras dopada con erbio, su uso ha sido para fibras comerciales de $1.55\mu m$.

La fibra dopada con Er^{+3} utilizada en nuestro sistema como medio de ganancia, es una fibra altamente dopada, además de que los efectos no lineales son muy bajos. Su marca es Fibercore, modelo M-5/980/125. El espectro de emisión se presenta en la figura 2.5 para un bombeo de 980 nm.

2.4. Diodo láser

De forma básica, sabemos que el diodo láser está compuesto de la unión de un material semiconductor tipo p con otro tipo n (unión $p-n$), con este proceso de unión, se crea una región activa en donde, como consecuencia del proceso de recombinación (que se origina a partir de la aplicación de voltaje) aparecen fotones y como consecuencia la luz láser. Los diodos láser entre sus aplicaciones más importantes, se encuentra la

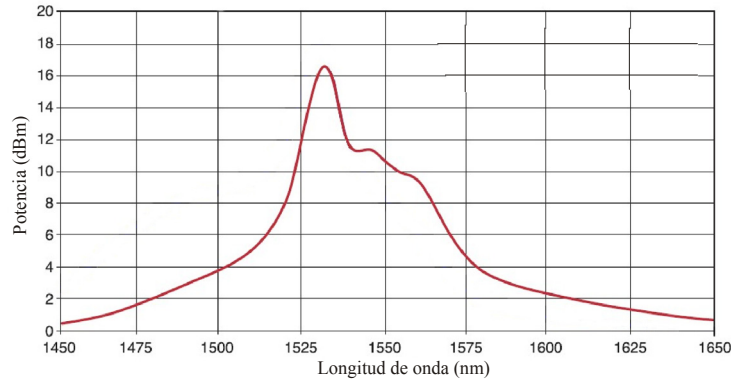


Figura 2.5: Gráfica del espectro de emisión de la fibra dopada con Er^{+3}

de su uso como fuentes de bombeo para amplificadores o láseres de fibra óptica debido a su tamaño, bajo costo y larga duración.

La fuente de bombeo utilizada en nuestro sistema fué un diodo láser marca JDS Uniphase, modelo 27-8000-300, el cual, para seguridad del dispositivo, contiene un termistor, un enfriador termoelectrico y un diodo monitor. Este diodo láser, utiliza un estabilizador de rejilla de Bragg para amarrar la longitud de onda de emisión; como consecuencia esto crea un espectro de banda estrecha libre de ruido, inclusive, si existen cambios en la temperatura [26]. Este componente está diseñado para emitir a una longitud de onda de 980nm con una potencia máxima de 300mW; debe operar a una temperatura mínima de $-5^{\circ}C$ y a una máxima de $75^{\circ}C$, pero la temperatura en la submontura del diodo no debe ser menor a los $0^{\circ}C$, ni mayor a $50^{\circ}C$.

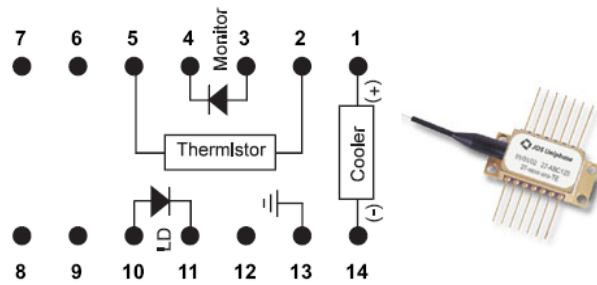


Figura 2.6: Diagrama interno del diodo láser JDSU

Para este dispositivo se utilizó una fuente de corriente modelo LDX-3200 y un controlador de temperatura modelo LDT-5525, ambos de la marca ILX Lightwave.

La gráfica de la figura 2.7 se muestra la potencia de salida que se obtiene al aplicar

cierto valor de corriente al diodo láser, el controlador permite aplicar hasta un total 500mA que equivalen aproximadamente a 315mW de potencia, sin embargo, es importante recordar que el diodo solamente puede soportar un valor máximo de 300mW.

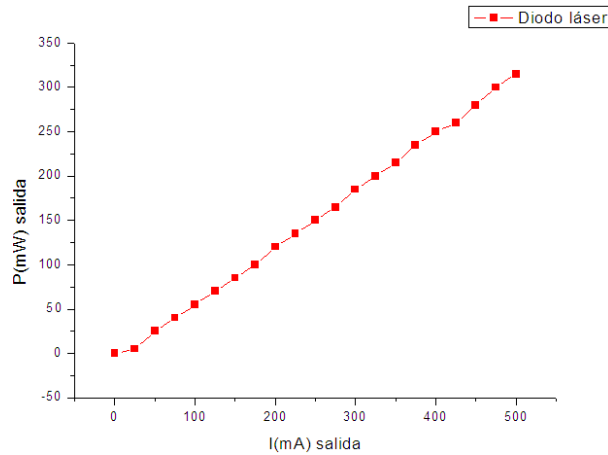


Figura 2.7: Comportamiento de la potencia de salida al aplicar corriente al diodo JDSU

2.5. Acoplador 50/50

Los acopladores son diseñados especialmente para su uso en amplificadores de fibra dopada con erbio, con la garantía de ofrecer un desempeño óptimo en cuanto a pérdida de inserción y dependencia de longitud de onda se refiere. Estos dispositivos son desarrollados por medio de tecnologías que utilizan fibra fusionada, además de que son bidireccionales y pueden ser usados tanto para separar o combinar señales ópticas.

El acoplador 50/50, modelo F-CPL-F12155, marca Newport, fué utilizado para el láser multicavidad. Opera con una longitud de onda de 1550 nm, tiene un ancho de banda de ± 40 del valor fijo y su valor de pérdida por inserción máxima es de 0.1 dB.

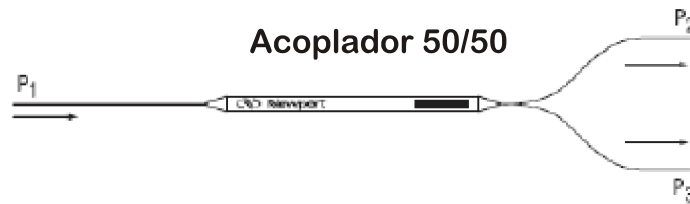


Figura 2.8: Acoplador Newport, 1 x 2, 50/50, 1550nm longitud de onda para operación

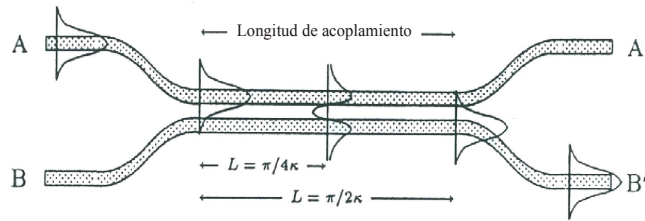


Figura 2.9: Diagrama de un acoplador variable bidireccional.

2.6. Acoplador variable

Un elemento relevante dentro de la caracterización del sistema láser es el acoplador variable, por lo que además de presentar las características de funcionamiento es necesario realizar la caracterización del mismo.

2.6.1. Descripción del funcionamiento

Si dos guías de onda están suficientemente cercanas, tal que sus campos evanescentes estén sobrepuestos como se muestra en la figura 2.9, la luz puede ser acoplada desde una guía de onda a otra. La longitud a la cual se obtiene la transmisión total de la radiación de una a otra se denomina longitud de acoplamiento y depende de la distancia de separación entre ellas. El acoplamiento únicamente cambia las amplitudes de los modos, no su constante de propagación o su distribución espacial transversal [22].

Para un acoplador variable, las fibras están cementadas en bloques, los cuales son pulidos hasta que los núcleos de las fibras estén casi expuestos. Los dos bloques están en contacto por medio de una película delgada o aceite de acoplamiento con determinado índice de refracción como se muestra en la figura 2.10. Cuando las dos fibras se encuentran completamente alineadas el acoplamiento es máximo, mientras que cuando estas se encuentran completamente desalineadas el acoplamiento es mínimo.

En la figura 2.7a) se muestra el acoplador variable de cuatro brazos (modelo: F-CPL-1550-P-F/P de Newport), el cual fue utilizado en los experimentos [23].

Caracterización del dispositivo

Los acopladores variables son elementos ópticos que pueden transferir señales entre fibras por medio de una razón o proporción sensible y controlable. El acoplamiento de la luz es posible debido a la colocación cercana de dos núcleos que interactúan a través del campo evanescente. El control de la proporción de este acoplamiento, se realiza por

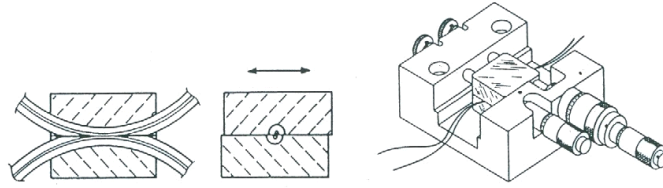


Figura 2.10: Esquema de un acoplador variable.

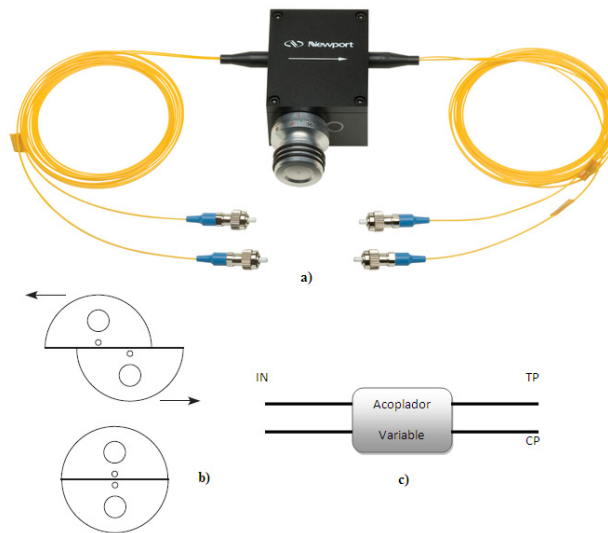


Figura 2.11: a) Acoplador variable Newport. b) Disco de acoplamiento entre fibras (máximo y mínimo). c) Diagrama de las entradas y salidas del acoplador

medio del ajuste de la posición lateral relativa de las fibras con el micrómetro integral. Este dispositivo, contiene una capa delgada de fluido que es insertado entre las fibras, para hacer compatible el índice de refracción de ambas.

En el sistema láser realizado en el presente trabajo, se utilizó acoplador variable marca Newport modelo F-CPL-1550-P-F/P, para una longitud de onda de 1550nm, un rango de acoplamiento de 0 a 100 % y fibra tipo PANDA. El índice de refracción del dispositivo con el fluido entre las fibras es $n_d = 1,448$ a $25^\circ C$.

El acoplador consta de cuatro brazos: la entrada de la fibra (Input), salida directa (TP), salida acoplada (CP) y otra entrada sin nombre (figura 2.11 c)). Para incrementar la proporción de acoplamiento, se necesita rotar suavemente el micrómetro en dirección de las manecillas del reloj, de tal forma que la energía en el brazo TP es transmitida hacia CP. En la figura 2.11 b), se muestra la estructura en donde las fibras son colocadas, el movimiento transversal de estos discos determina la cantidad de

acoplamiento entre las fibras, si los núcleos de las fibras se encuentran en la misma posición el acoplamiento será el máximo y viceversa. Se analizó el comportamiento de este elemento, con el propósito de conocer la relación posición - porcentaje de acoplamiento. La caracterización se realizó únicamente con la colocación de la salida de un láser de fibra óptica sencillo conectado a la entrada (Input); se graficó el comportamiento de TP y CP contra la posición del tornillo, es decir la potencia de salida de cada uno de estos brazos. En la gráfica de la figura 2.12 podemos observar que el 50/50 de la energía se encuentra aproximadamente en la posición 25 del tornillo micrómetro.

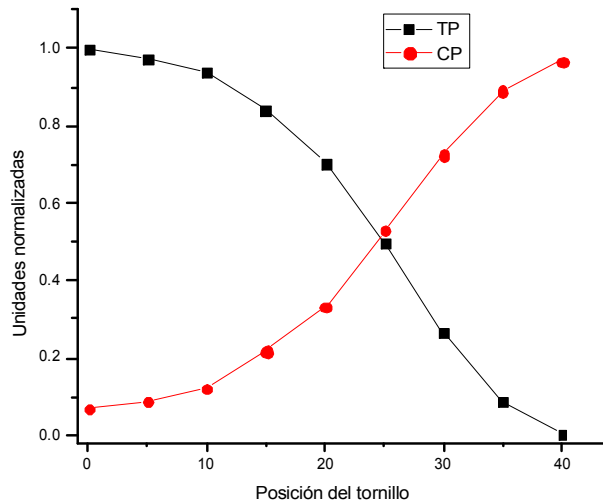


Figura 2.12: Gráfica de la potencia de salida en los brazos TP y CP conforme a la posición del tornillo.

De la figura 2.12 podemos obtener el porcentaje de acoplamiento, se observa que este varía desde 1.5/98.5 (1.5% de la potencia pasa por el brazo CP y el 98.5% de la potencia pasa por el brazo TP), cuando el tornillo está en la posición 0, hasta 99.6/0.4 (99.6% de la potencia pasa por el brazo CP y el 0.4 de la potencia pasa por el brazo TP) cuando el tornillo está en la posición 40, determinándose un porcentaje de acoplamiento 50/50 cuando el tornillo está en la posición 25. A partir de esta caracterización se obtiene la curva característica del acoplador variable en función del porcentaje de acoplamiento (figura 2.13).

2.7. Modulador acusto-óptico

El modulador acusto - óptico utilizado para el sistema láser cuenta con una área de interacción entre la luz y la onda acústica muy pequeña, aproximadamente de $130\mu m$. Tiene una longitud de onda de operación de 1550nm, la señal portadora aplicada al

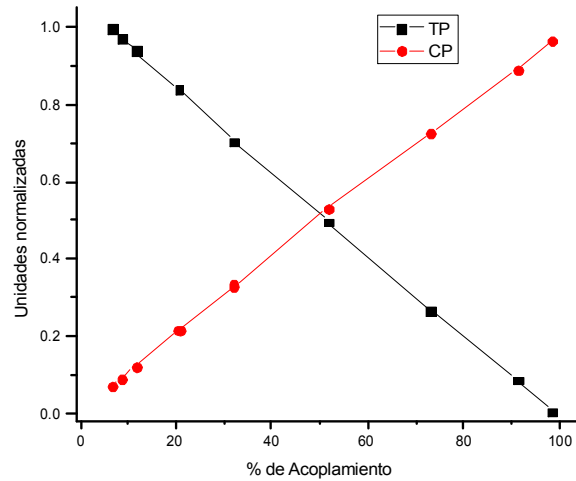


Figura 2.13: Gráfica de la potencia de salida en los brazos TP y CP conforme al porcentaje de acoplamiento

dispositivo, puede tener una frecuencia de resonancia máxima de 40MHz y cuenta con una velocidad acústica de $2,5 \times 10^3$ m/s. El modulador acusto-óptico es manejado por medio de un controlador de frecuencia fija (modelo FFA-40), este dispositivo tiene una modulación en amplitud analógica cuyo control de frecuencia es un PLL (phase locked loop) constituido por un cristal de cuarzo; la potencia de salida del controlador es de 0.5W [21].

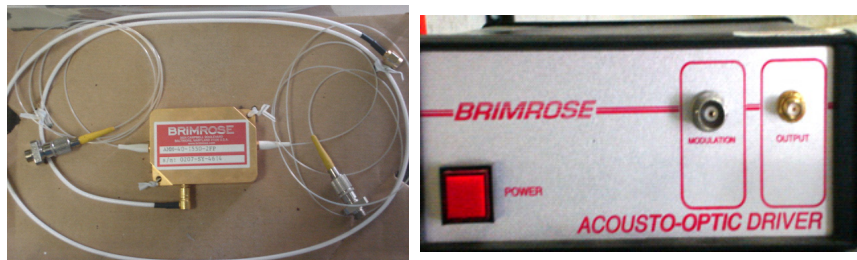


Figura 2.14: Modulador acusto - óptico Brimrose y su controlador correspondiente

Como se puede ver en la imagen figura 2.14, existe una entrada tipo BNC en el controlador, en está se coloca un generador de funciones que nos da la señal de modulación para el sistema. La salida en el controlador es conectada a la entrada del modulador, este a su vez, tiene dos entradas/salidas ópticas donde se coloca el sistema multicavidad para que la radiación pueda ser modulada.

2.8. Controlador de polarización

Para caracterizar las propiedades de emisión del sistema láser en función de distintos estados de polarización, se utilizó el controlador de polarización FPC560 de Thorlabs, el cual tiene las siguientes características:

- Convierte Polarización elíptica en lineal
- Completo control a la salida de la polarización
- Desempeño estable en un rango de 500-1660 nm
- Para fibras con relativamente altas pérdidas por doblamiento.



Figura 2.15: Controlador de polarización FPC560 de Thorlabs

Si las aplicaciones incluyen fibra monomodal y se requiere luz linealmente polarizada, el controlador de polarización FPC560 puede fácilmente implementarse para convertir luz elípticamente polarizada de fibra monomodal en luz linealmente polarizada, es tan sencillo como enrollar un número de veces específico dentro de cada plato y ajustar la posición de los tres platos.

Este controlador de polarización utiliza birrefringencia inducida por tensión para crear tres fracciones independientes de “platos de onda” para alterar la polarización de la luz transmitida en una fibra monomodal. La fibra es enrollada dentro de tres carretes independientes, creando tres fracciones independientes de “platos de onda” (retardadores de fibra). La cantidad de birrefringencia inducida en la fibra es una función del diámetro de la cubierta, del diámetro del carrete, del número de vueltas dentro del carrete y de la longitud de onda de la luz. Cabe mencionar que la birrefringencia deseada es inducida por las vueltas en la fibra, no por torsión de los platos. El eje rápido de la fibra, el cual es el plano del carrete, es ajustado con respecto al vector de transmisión de polarización mediante rotación manual de los carretes.

En general, el FPC050 puede configurarse para convertir un estado de polarización arbitrario mediante el posicionamiento correcto de los tres carretes con un número

prescrito de vueltas de fibra. (que representan un nominal “retardador de cuarto de onda”, un “retardador de media onda” y un “retardador de cuarto de onda”). El primer “retardador de cuarto de onda” transformaría el estado de polarización entrante en un estado de polarización lineal, entonces, ajustando cada uno de los tres carretes (retardadores de fibra) permite el completo control del estado de polarización a la salida.

2.9. Analizador de Estados de Polarización FIBERBENCH

Para caracterizar los estados de polarización en los experimentos se utilizó el analizador de polarización para fibra óptica (*FB-PAM*) marca OFR, el cual es un polarímetro manual de alta precisión. El sistema de medición es útil para describir completamente los estados de polarización de la luz ya sea de una fibra óptica o de un haz en el espacio libre. El FB-PAM consiste de un sistema colimador para fibra en el cual es montado un módulo de captura. Incluye software de análisis, notas de aplicación y manual de operación.

2.9.1. Descripción

El FB-PAM usa polarimetría secuencial temporal, el método más fundamental para medir polarización. Aquí se requieren de cuatro intensidades que son medidas en secuencia. El corazón del FB-PAM es el módulo *MEP*, el cual es un block triangular en el que está montado un polarizador y un retardador de $\frac{1}{4}$ de onda (fig.2.16). El módulo se coloca dentro de otro de captura, el cual es colocado sobre la base plana del banco de fibra. El módulo es colocado en la trayectoria del haz y las cuatro intensidades son medidas. Los valores numéricos son ingresados en el software de análisis, el cual permite calcular y mostrar la información polarimétrica en forma gráfica y tabular.

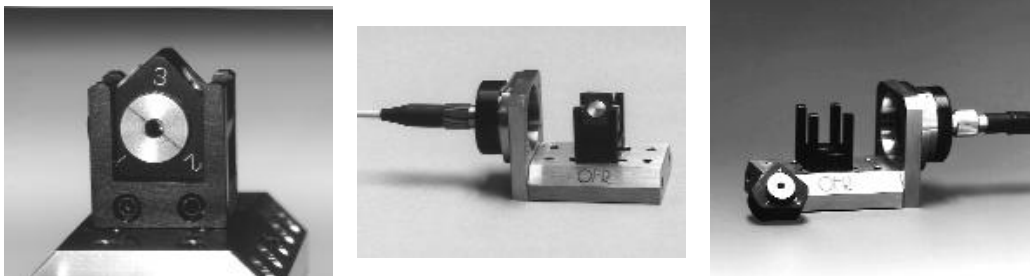


Figura 2.16: Analizador de los estados de polarización FB-PAM (FiberBench Polarization Analyzer)

La precisión del FB-PAM es asegurada por la tolerancia estricta de manufactura para el módulo *MEP*. Es un triángulo maquilado con precisión $45^0 - 45^0 - 90^0$, la más simple de las formas geométricas. Las mediciones son hechas con el módulo en cada una de las tres posiciones, correspondientes a las tres caras del triángulo. El diseño elimina cualquier error humano. Una característica adicional del módulo de captura es que no permite al modulo *MEP* inclinarse ya sea durante la instalación o cuando es retirado, esto elimina cualquier pérdida por reflexión de las superficies ópticas. Finalmente, todas las superficies ópticas están ubicadas en la profundidad del modulo para prevenir impresión de huellas digitales sobre la apertura óptica.

2.9.2. Operación

Con el fin de analizar los estados de polarización de la luz, el FB-PAM requiere de un haz colimado. Normalmente, la luz bajo estudio proviene de una fibra óptica. Esta fibra es conectada al puerto colimador. De esta forma, un haz colimado es transmitido a través de los componentes ópticos en el modulo *MEP* y directamente a un detector o medidor de potencia, como se muestra en la fig.2.16.

El FB-PAM puede atornillarse directamente sobre una mesa óptica o sobre alguna base para simplificar su alineación; además, cualquier detector o medidor de potencia puede usarse para medir la intensidad transmitida. Una sólida base magnética esta incrustada en la base y un disco magnético se encuentra en la base de cada una de las tres caras del modulo *MEP*. Cuando el modulo se coloca en cualquiera de sus tres posiciones, la base magnética fija firmemente el correspondiente disco magnético en el modulo *MEP*, esta fuerte atracción, en combinación con la estricta tolerancia de maquinado, asegura absolutamente repetibilidad en cada posición, en cualquier instante, como el módulo es colocado en secuencia en la base.

2.10. Detectores

2.10.1. Medidores de potencia

Para medir la potencia generada en los sistemas láser se utilizó un medidor de potencia modelo PM122 de Thorlabs con una cabeza sensor de Germanio de Thorlabs (figura 2.17).

2.10.2. Detectores ultra rápidos

Para poder visualizar los pulsos que se generan en el sistema se utilizan detectores ultra rápidos modelo D400FC de Thorlabs (figura 2.18) [27], los cuales se conectan a un osciloscopio digital.



Figura 2.17: Medidor de potencia PM122 con un sensor de Germanio



Figura 2.18: Detector ultra rápido D400FC

2.10.3. Analizador de espectros ópticos

Para poder observar el comportamiento espectral del sistema láser implementado hicimos uso del analizador de espectros óptico E200LSA03A(IR) IST corp. Posee un rango en la longitud de onda optimizado de 1000-1650 nm pero puede realizar detecciones también de 750- 1000 nm reduciendo un poco su sensibilidad. Requiere de niveles de potencia entre $10\mu W$ (mínimo)- $2mW$ (max).

2.10.4. Osciloscopio

Debido a que se generan pulsos cortos en los sistema láser estudiados en este trabajo de tesis, se necesita de un osciloscopio con un ancho de banda amplio para poder observar los pulsos temporales a través de los detectores ultra rápidos, por lo que se utilizó un osciloscopio digital modelo TDS-3045 de Tektronix a 500 MHz con cuatro canales de entrada, lo cual también permite observar los pulsos generados en la cavidad. Los pulsos más cortos que se pueden observar con este osciloscopio son del orden de 2 ns, debido a su ancho de banda. Es también un auxiliar para el analizador de espectros E200LSA03A(IR)



Figura 2.19: Osciloscopio TDS-3045 de Tektronix

2.10.5. Generador de funciones

Para aplicar la señal de radio frecuencia al modulador acusto-óptico del sistema, se utilizó un generador de funciones modelo AFG310 de Tektronix a 100 MHz, debido a que la frecuencia de resonancia del modulador es de 40 MHz.



Figura 2.20: Generador de funciones AFG310 Tektronix.

2.11. Empalmadora de fibra

La empalmadora de fibra monomodo que utilizamos (S176) posee un mecanismo activo de alineamiento de los núcleos para ajustar los extremos de las fibras y un arco eléctrico controlable para derretir el cristal y empalmar los extremos. Como resultado se produce un empalme fuerte con bajas pérdidas y muy baja reflexión inversa.



Figura 2.21: Empalmadora de fibra óptica por fusión S176 Fitel

La figura 2.22 nos muestra el procedimiento de empalme de fibras por fusión esta técnica ha resultado mas efectiva para unir fibras ópticas con bajas pérdidas.

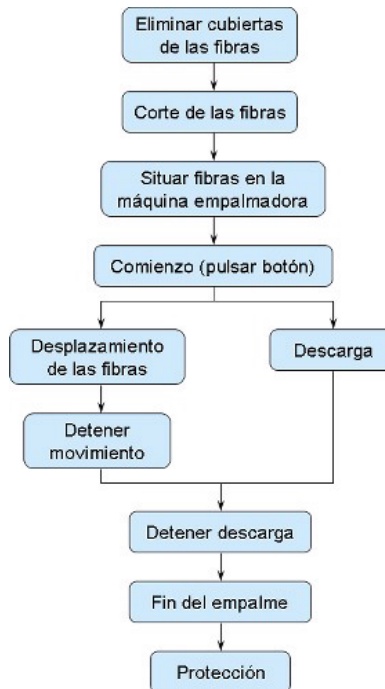


Figura. 2.22: Procedimiento de empalme de fibras por fusión

2.11.1. Componentes y especificaciones operativas (SERIE - S176)

Descripción	Mín.	Típico/a	Máx.	U
Diámetro del recubrimiento de la fibra	80		150	μm
Rango de fibra con revestimiento	100	250, 900	1000	μm
Longitud de la fibra (diámetro del recubrimiento $\leq 250\mu m$)	5	16 (10)	16 (10)	mm
Longitud de la fibra (diámetro del recubrimiento $> 250\mu m$)		16 (10)	16 (10)	mm
Pérdidas de empalme promediada (fibras idénticas)				
Monomodo		0.02		dB
Multimodo		0.01		dB
Alterada por dispersión		0.04		dB
Ambiental				
Temperatura operativa	-10		50	$^{\circ}C$
Temperatura de almacenamiento	-40		60	$^{\circ}C$
Humedad (no condensada)			95	%R.H.

Capítulo 3

Caracterización del sistema láser

La caracterización del sistema láser de fibra óptica en configuración de anillo, descrito en el capítulo anterior, se realizó en función de los parámetros que se consideran relevantes para el buen funcionamiento del mismo.

3.1. Pérdidas por acoplamiento entre los elementos del sistema láser

En la fibra óptica las pérdidas de acoplamiento pueden ocurrir en cualquiera de los tres tipos de uniones ópticas: conexiones de fuente a fibra, conexiones de fibra a fibra y conexiones de fibra a fotodetector. Las pérdidas de unión son causadas más frecuentemente por uno de los siguientes problemas de alineación: mala alineación lateral, mala alineación de separación, mala alineación angular y acabados de superficie imperfectos.

Mala alineación lateral. Esto es el desplazamiento axial o lateral entre dos piezas de cables de fibra contiguas. La cantidad de pérdida puede ser desde un par de décimas de un decibel a varios decibels. Esta pérdida generalmente es insignificante si los ejes de la fibra están alineados dentro del 5% del diámetro más pequeño de la fibra.

Mala alineación de la separación. Esta a veces se llama, separación de la extremidad. Cuando los empalmes se hacen en la fibra óptica, las fibras deben tocarse. Entre más separadas estén las fibras, mayor es la pérdida de la luz. Si dos fibras están unidas con un conector, las puntas no deben tocarse. Esto se debe a que las puntas frotándose una con otra en el conector, causarían daño a cualquiera o ambas fibras.

Mala alineación angular. Esto a veces se llama desplazamiento angular. Si el desplazamiento angular es menor que 2° , la pérdida será menor que 0.5 dB.

Acabado de superficie imperfecta. Las puntas de las dos fibras unidas deben estar altamente pulidas y encuadrarse juntas adecuadamente. Si las puntas de la fibra están

a menos de 3' de la perpendicular, las pérdidas serán menores que 0.5 dB.

3.1.1. Utilizando conectores de fibra entre los elementos del sistema

La caracterización del láser anular de fibra óptica, en modo continuo, mediante conectores hechos en laboratorio permitieron alcanzar potencias de emisión máxima alrededor de los $5mW$. La figura 3.1 nos muestra el comportamiento de emisión del sistema en función de la corriente de bombeo.

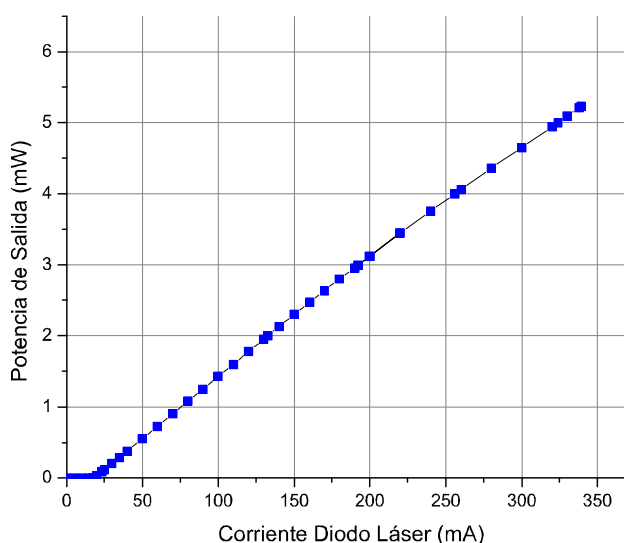


Figura 3.1: Emisión característica láser de fibra óptica usando conectores entre componentes que lo componen

En esta gráfica se observa la poca eficiencia del láser de fibra debido a las pérdidas que se dan entre la unión de cada elemento que lo componen, lo anterior se debe a que cada elemento al ser acoplado mediante conectores tiene atenuaciones que van desde 1dB a 3dB. Una solución para disminuir estas pérdidas consiste en unir cada elemento a través de la técnica de fusión por arco eléctrico mediante equipo especializado.

3.1.2. Fusionando los elementos que conforman el sistema láser

El empalme por fusión se utiliza para unir físicamente los extremos entre dos fibras ópticas, existen diversos métodos de empalme de fibras ópticas por fusión directa, todos ellos clasificados en base al tipo de fuente de calor utilizada: una descarga eléctrica, un láser gaseoso o una llama. El primero de ellos es el más ampliamente utilizado

en el caso de fibras de silicio. En especial, se han desarrollado varias técnicas para realizar empalmes por medio de descarga eléctrica, tales como el método de prefusión, el método de descarga de alta frecuencia con un elevado voltaje de trigger y el método de calentamiento uniforme para realizar empalmes de múltiples fibras.

Para reducir las pérdidas debidas al acoplamiento entre los elementos del sistema láser mediante conectores, se determina unir elemento por elemento con ayuda de una empalmadora de fibra por fusión de arco eléctrico. Se utiliza para esta labor una empalmadora de fibra monomodo FITELE S176, descrita en el capítulo anterior. La curva característica de emisión para el láser de fibra se muestra en la figura 3.2, obteniéndose una potencia máxima de salida de aproximadamente $25mW$.

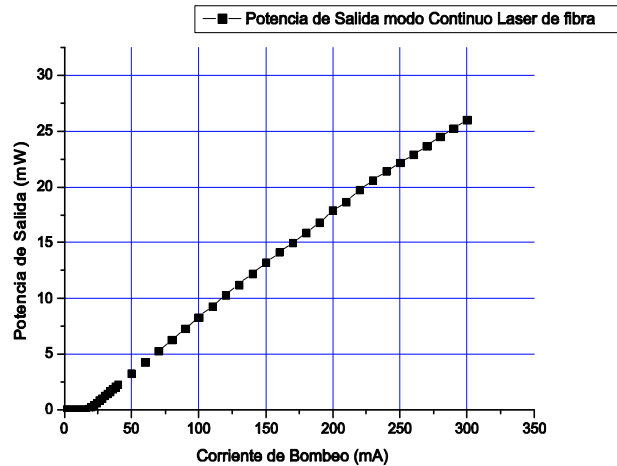


Figura 3.2: Emisión característica láser de fibra óptica después de fusión entre componentes.

Comparando la gráfica presentada en la figura 3.2 con respecto a la de la fig. 3.1, se nota un considerable incremento de cinco veces la potencia de salida del láser fusionando los elementos que conforman el sistema, debido a que en cada fusión la atenuación es de 0.1 a 0.3 dB.

3.2. Caracterización en función del acoplamiento

Las pérdidas en la cavidad de un láser juegan un papel de primerísima importancia en el desempeño del sistema. Como es bien conocido [23], en el caso de sistemas láser convencionales (estado sólido, cuatro niveles y espacialmente independiente) las pérdidas consideradas son fundamentalmente debidas a la transmisión de los espejos

del resonador y las pérdidas por paso de la radiación en la cavidad.

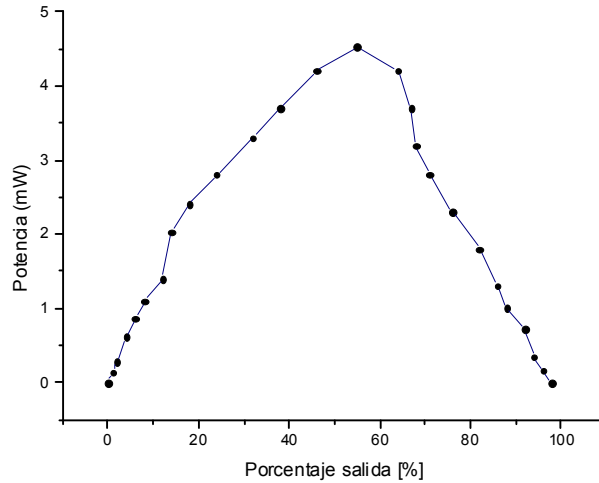


Figura 3.3: Caracterización en función del acoplamiento laser de fibra en modo continuo

3.3. Posición óptima del aislador óptico en la cavidad láser (bloqueo total de 980nm)

En la instrumentación de un láser de fibra óptica es importante determinar la posición de los elementos que lo conformarán, debido a que estos influyen en la forma y las características de propagación de la radiación generada. Como se puede ver de la figura 2.1, en la configuración en forma de anillo del láser de fibra, el bombeo se lleva a cabo por medio de un diodo láser emitiendo a $980nm$ de longitud de onda, una vez que la radiación pasa por el medio activo, en este caso la fibra dopada con Erblio, parte de esta radiación será absorbida por los átomos de Erblio para llevar a cabo posteriormente todos los efectos físicos que implican la generación láser, la cual este caso será emitida a $1550nm$ de longitud de onda. Sin embargo, no toda la radiación del bombeo óptico será absorbida por el medio activo, por lo que siempre quedan residuos de la radiación a $980nm$ dentro de la cavidad. Por lo anterior, es necesario utilizar algunos dispositivos que permitan eliminar esta radiación para que al medir la salida del láser de fibra óptica, el cual está emitiendo a $1550nm$, no se tengan errores en la medición debido a la mezcla de ésta con el residuo de $980nm$.

Un elemento dentro de la cavidad láser que permite bloquear la radiación a $980nm$ debido a sus características de funcionamiento, para que no se recombine con las

mediciones a $1550nm$, es el aislador óptico por lo que se realizó la caracterización colocando este dispositivo antes y después del acoplador variable de salida. En la figura 3.4, se observa que al colocan el aislador óptico después del acoplador de salida se obtiene una potencia de salida mayor en comparación con la colocación del aislador antes del acoplador de salida, sin embargo, el espectro medido a la salida nos demuestra que, en el primer caso, aun cuando la potencia de salida es mayor se observa que se tiene emisión tanto a $980nm$ como a $1550nm$, por lo que el valor de potencia que se está midiendo no es del todo correcto. Una vez que se cambia de posición el aislador óptico, el espectro de la radiación de salida solamente presenta la emisión a $1550nm$, por lo que aún cuando se reduce un poco la potencia de salida, con esto se asegura que la medición de potencia es completamente correcta a $1550nm$.

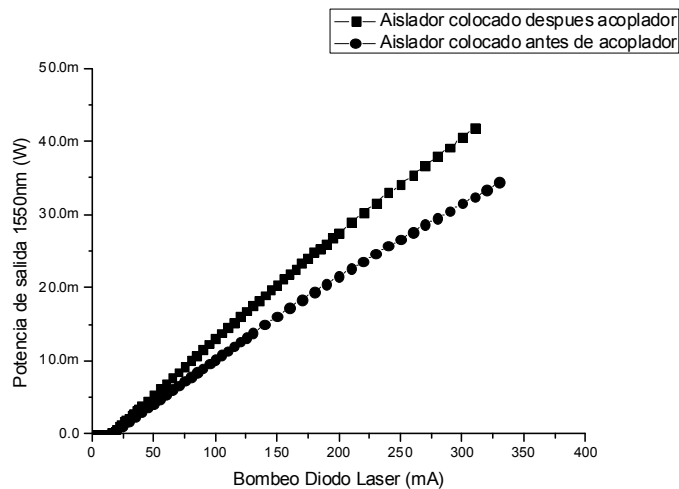


Figura 3.4: Comparativo de la salida láser modificando la posición del aislador óptico dentro de láser de fibra

3.4. Perfil del haz emitido por el sistema láser de fibra en espacio libre

Los haces láser así como los modos de propagación de algunas fibras ópticas presentan distribución transversal de amplitud Gaussiana. Un método ampliamente usado para medir el radio de un haz gaussiano consiste en medir básicamente la potencia del haz no obstruida por el filo de la navaja en función de la posición de la misma. A continuación se presenta esta caracterización realizada al haz generado por el láser de fibra óptica en configuración de anillo.

3.4.1. Método de la navaja

La figura 3.5 muestra la implementación del arreglo experimental para la determinación del perfil de intensidad utilizando el método de la navaja.

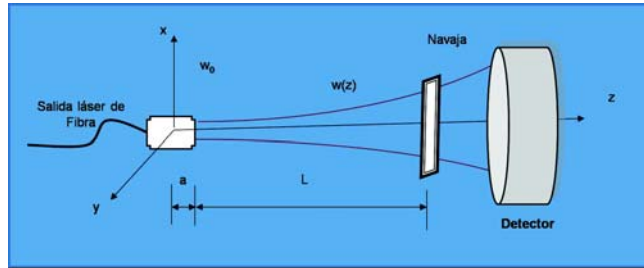


Figura 3.5: Medición del perfil de intensidad mediante la técnica de la navaja

Para la medición del perfil de intensidad utilizamos la aproximación descrita en el apéndice C. El valor de los radios del haz a una distancia L determinados mediante la implementación del arreglo mostrado en la figura 3.5

Usando un programa computacional graficamos y obtenemos el polinomio de ajuste para los puntos mostrados. el procedimiento se describe a continuación: Introducimos los primeros desplazamientos del barrido:

```
{1000,2500},{1500,2704},{2000,3481},{2500,5184},{3000,7056},
{3500,9801},{4000,11881},{4500,15129},{5000,18496}},{1000,2500},
{1500,2704},{2000,3481},{2500,5184},{3000,7056},{3500,9801}},{
{4000,11881},{4500,15129},{5000,18496}
```

Graficamos estos puntos en el plano

```
plotpoints=ListPlot[points1,PlotStyle,PointSize[0.02]]
```

Calculamos la tendencia de los puntos para un polinomio de segundo orden:

```
quadraticfit =Fit[points1,{1,x,x^2},x]
```

$$2360,02 - 0,94867x + 0,000839645x^2 \quad (3.1a)$$

Ajuste polinomial de segundo grado

Los resultados de este procedimiento se muestran en la figura 3.6

La derivación de la función 3.1a obtenemos:

$$-0,94867 + 0,00167929x$$

láser. En el sistema láser implementado experimentalmente $n \approx 1,46$ y $L_T = 16,5m$, por lo tanto: $L_{opt} = 24,09m$.

Al sustituir los valores en la ecuación 3.2, la frecuencia de la cavidad tiene es: $f_c = 12,45MHz$. Finalmente, la frecuencia de modulación esta dada por :

$$f_m = \frac{f_c}{2} \quad (3.4)$$

Por lo que, tomando en cuenta el valor de f_c la frecuencia de modulación es: $f_m = 6,22MHz$

Una vez calculada la frecuencia de modulación, el siguiente paso fue comprobar experimentalmente la generación de amarre de modos en el sistema láser. Los pulsos obtenidos a la frecuencia de modulación generados se muestran en la figura 3.7, los cuales tienen una duración aproximada de 8ns

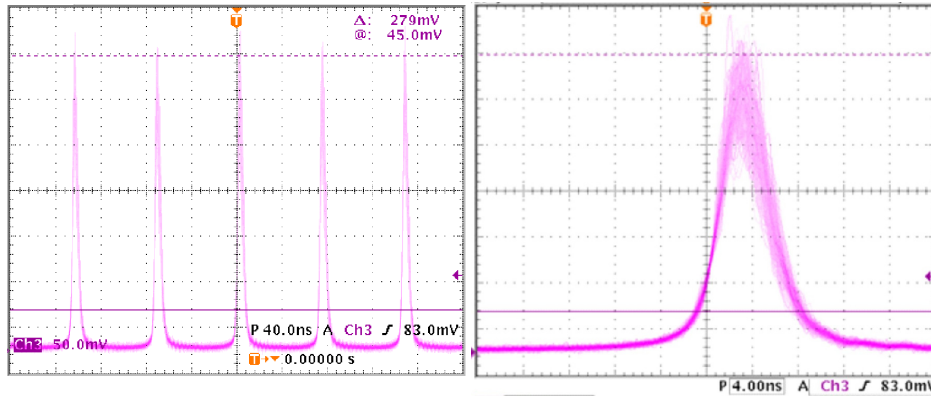


Figura 3.7: Fig 3.8 Pulsos generados por el láser de fibra anular a 6.87 MHz.

La diferencia entre la frecuencia de modulación calculada y la experimental se debe a las propiedades de las fibra de los dispositivos que conforman la cavidad y las pérdidas que tiene el sistema. Aquí es importante mencionar que al insertar el modulador de amplitud en la cavidad para llevar a cabo el amarre de modos, se incrementan las pérdidas en la cavidad hasta en un 50 %.

3.6. Polarización

Un parámetro relevante en las características de emisión de un láser es el comportamiento de la polarización del haz emitido. Para llevar a cabo la caracterización acerca del comportamiento del sistema respecto a los estados de polarización, se utilizó un controlador de polarización dentro de la cavidad.

Para la modificación de la polarización a la salida de la fibra se utiliza el controlador Thorlabs (FPC560 - Fiber Polarization Controller). La caracterización de la salida en función de la corriente de bombeo una vez insertado el controlador de polarización se muestra en la figura 3.9

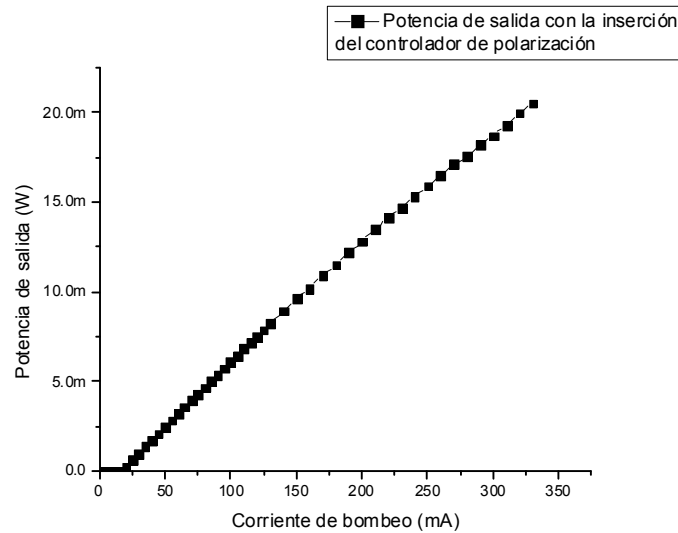


Fig. 3.9 Potencia de salida en función de la corriente de bombeo con la inserción del controlador de polarización FPC560

3.6.1. Estados de polarización en función de la corriente de bombeo

En onda continua

Para determinar el comportamiento de los estados de polarización del láser de fibra en función de la corriente de bombeo empleamos el polarímetro FB-PAM1550, mediante cuatro mediciones de intensidades es posible determinar el estado de polarización a la salida del láser. En esta primera parte se realiza la caracterización para la emisión del láser de fibra en modo continuo.

La figura 3.10 muestra los dos parámetros característicos de la elipse de polarización, la elipticidad y el ángulo de orientación, a la salida del láser de fibra en función de la potencia de bombeo.

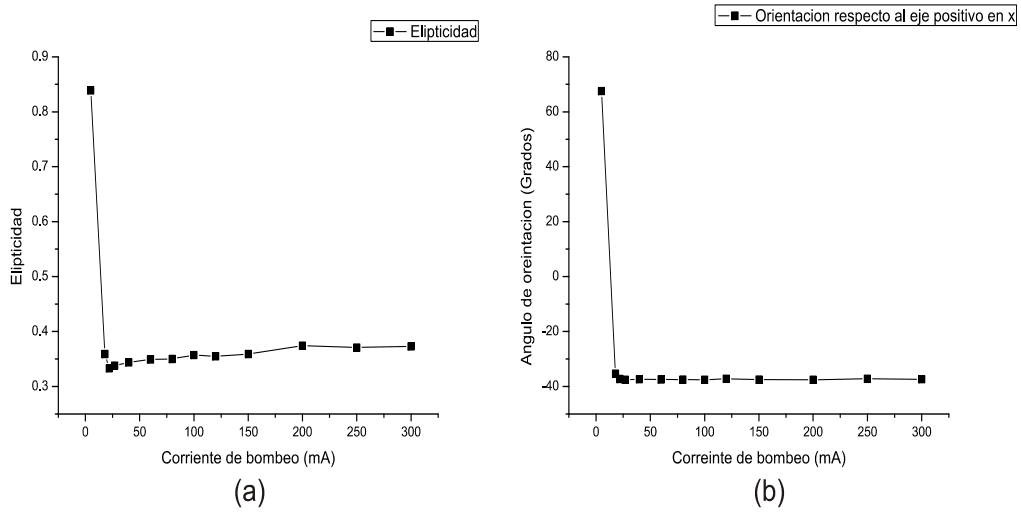


Fig 3.10 Salida de la elipse de polarización en función de la corriente de bombeo. (a) Variación de la elipticidad. (b) Variación del ángulo de orientación

En este caso, se observa que a partir del umbral de generación del láser, ver figura 3.4 , tanto el estado de polarización como el ángulo de orientación es casi constante. Sin embargo, en este caso, como se explico en el capítulo 2 se está midiendo tanto radiación a 980nm como a 1550nm.

Al cambiar de posición el aislador óptico dentro del arreglo se observa en la figura 3.8,

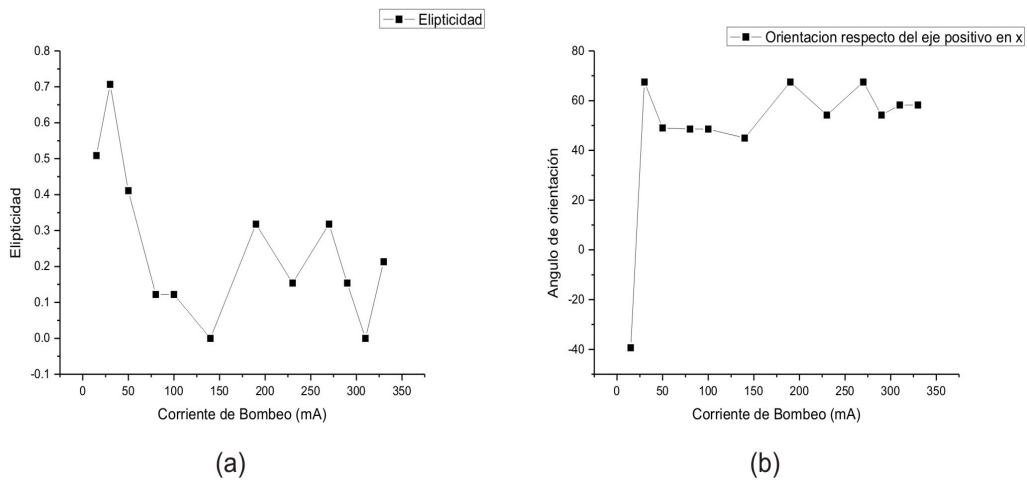


Figura 3.8: Salida de la elipse de polarización en función de la corriente de bombeo ubicando el aislador antes del acoplador 50/50

Modo pulsado

A continuación se lleva a cabo la caracterización del comportamiento de la polarización para el caso de la emisión láser en modo pulsado. La caracterización de la elipse de polarización y del ángulo de orientación de la radiación láser generada en función de la corriente de bombeo se presenta en la figura 3.9

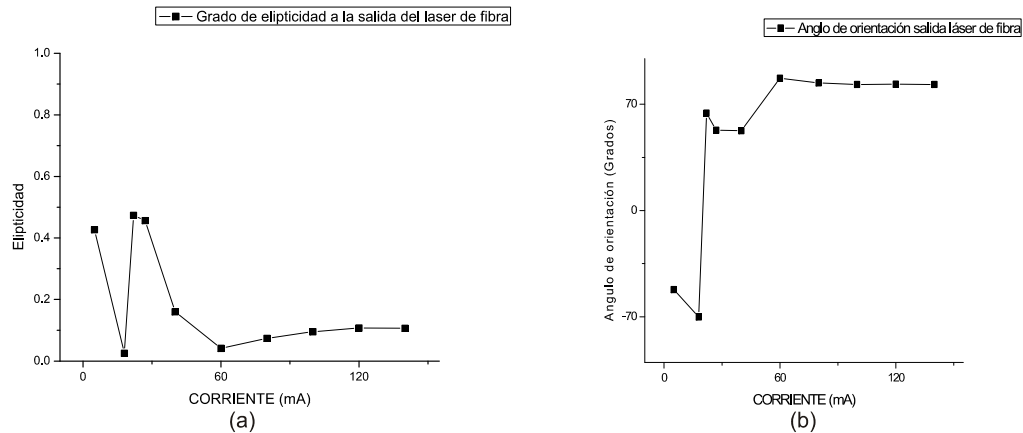


Figura 3.9: Variación de la elipse de polarización en función de la corriente de bombeo para láser de fibra en modo pulsado.

En este caso se observa que en la figura 3.9, en comparación con la caracterización en modo continuo (figura 3.8) tiene un comportamiento respecto a la polarización a la salida más estable después del umbral de operación.

3.6.2. Estados de polarización con respecto al tiempo

Una vez caracterizado el comportamiento de la polarización de la radiación láser emitida al incrementar la corriente de bombeo, se consideró un valor de corriente de bombeo entre el umbral de generación láser y el máximo, para medir que tan estable es la polarización de la radiación emitida en función del tiempo. Esto permitirá determinar en un futuro si es posible utilizar estos láseres en experimentos que requieran de fuentes láser estables en cuanto a sus propiedades de emisión.

En onda continua

La variación de la polarización en el tiempo se determina con una corriente de operación fija ($I_o = 114\text{mA}$) y monitoreando a diferentes tiempos los parámetros característicos de la elipse de polarización y el ángulo de orientación. Estas variaciones se muestran en la figura 3.10

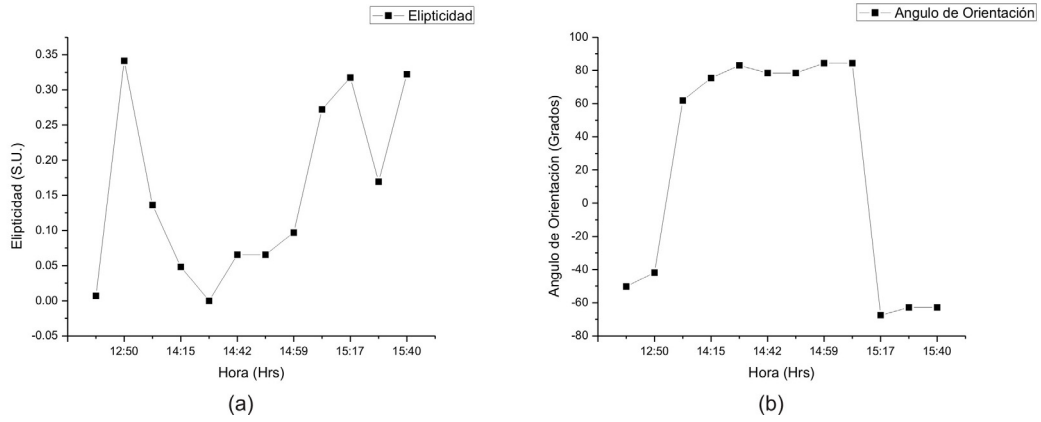


Figura 3.10: Fig 3.9 Variación de la elipse de polarización en el tiempo a una corriente de bombeo fija.

En este caso se observa que la polarización está variando con el tiempo, pasando de elíptica a lineal y después de nuevo a elíptica. Respecto al ángulo de orientación, éste también se encuentra variando manteniéndose estable solamente en un rango de 6 horas y cambiando abruptamente.

Modo Pulsado

Se determina para un punto de operación ($I_o = 114mA$) para monitorear la polarización del láser de fibra. Los parámetros característicos de la elipse de polarización y el ángulo de orientación con respecto al tiempo de emisión se observan en la figura 3.11.

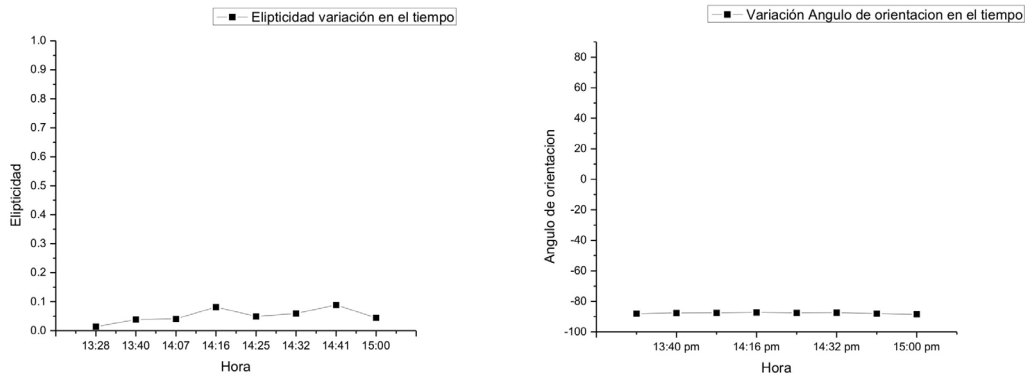


Figura 3.11: Fig 3.10 Variación de la elipse de polarización en el tiempo para láser de fibra en modo pulsado

En este caso se observa que a partir de 14:25 horas, el estado de polarización de la emisión láser se mantiene casi constante, varía muy poco. También, el ángulo de orientación se mantiene estable, en comparación con los resultados obtenidos para el caso en modo continuo.

3.6.3. Análisis espectral en función del control de polarización

Comparativo de la disminución de los pulsos usando controlador de polarización. La figura 3.12 permite comparar la salida de nuestro laser de fibra en modo pulsado con y sin controlador de polarización.

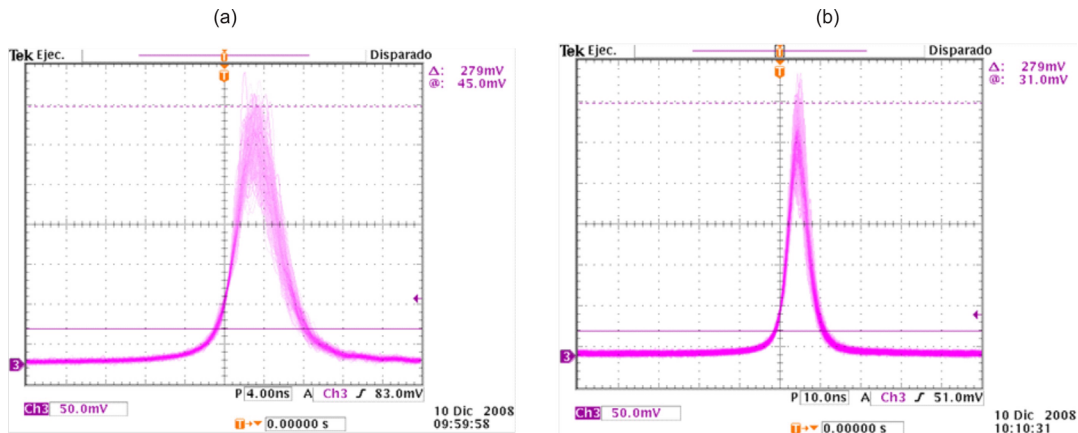


Figura 3.12: Fig 3.11 Comparativo entre la salida de los pulsos con ayuda del controlador de polarización. (a) salida con una posición arbitraria de los platos de polarización, (b) Modificando la posición del controlador de polarización para la disminución del ancho del pulso.

Los espectros de emisión correspondientes se muestran en la figura 3.13

En la figura anterior, se observa que debido a que el controlador mejora la calidad de los pulsos generados, el ancho de los mismos se reduce ligeramente, por lo que el ancho espectral es más grande y se recorre también del pico central. Lo cual en un futuro podría estudiarse el efecto de las diferentes posiciones del controlador de polarización con respecto a la longitud de onda emitida y el ancho de los pulsos.

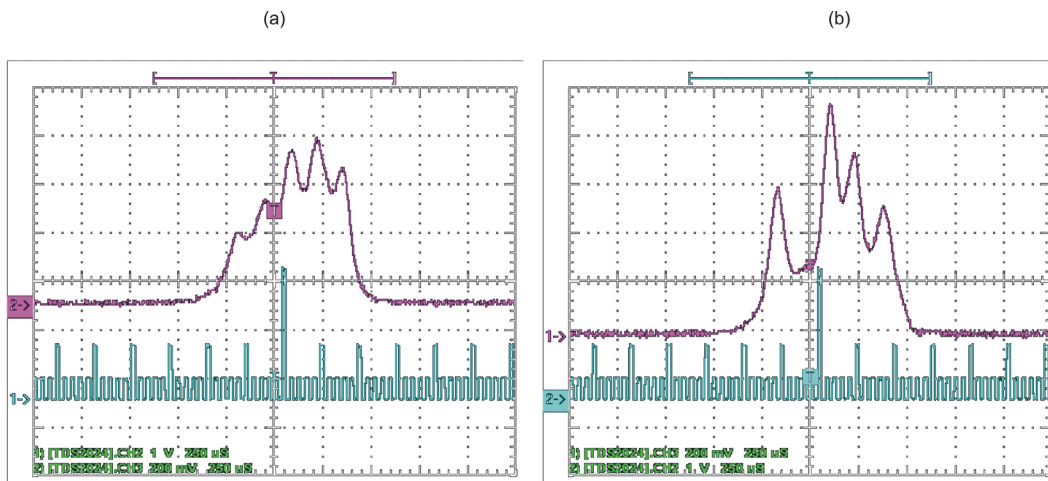


Figura 3.13: Fig 3.12 Espectro de emisión láser de fibra en modo pulsado (a) antes de la mejora con el controlador de polarización (b) después de modificar la salida del pulso con el controlador de polarización.

Capítulo 4

Conclusiones generales

En este trabajo de tesis se instrumentó y caracterizó un láser anular de fibra usando fibra óptica dopada con erbio como medio activo, Los parámetros a caracterizar fueron los siguientes: pérdidas por acoplamiento y en la cavidad, optimización respecto de la colocación de los elementos en la cavidad y características de la polarización de la radiación láser generada tanto en la emisión en modo continuo como en modo pulsado. Tales parámetros del sistema son relevantes para implementarlo en diversos experimentos que requieren fuentes en la región espectral del infrarrojo en el laboratorio de fotónica.

A partir de la caracterización experimental se demostró que la potencia de salida de emisión del láser es optimizada de manera considerable al llevarse a cabo el acoplamiento entre los elementos que conforman el sistema. Además es importante que la radiación medida a la salida del sistema sea únicamente a $1550nm$ por lo que debe eliminar de manera eficiente la radiación residual a $980nm$; en este trabajo de tesis se demuestra que el aislador óptico permite llevar a cabo lo anterior sin la necesidad de insertar otro dispositivo tal como el WDM a la cavidad. Se demostró también que para optimizar la potencia de salida del láser se requiere que el acoplador de salida sea el 60% de retroalimentación y el 40% a la salida del sistema.

Respecto a los estados de polarización se encontró que para el caso de la emisión láser pulsada el estado de polarización es más estable con respecto del tiempo en comparación con el mismo sistema en modo continuo.

En conclusión se ha diseñado el esquema óptimo para un láser anular de fibra óptica determinándose las mejores características para su instrumentación experimental; sin embargo, aún es necesario a partir de los resultados obtenidos en nuestro trabajo de tesis mejorar la calidad de los pulsos generados respecto a la duración de los mismos ya que en cuanto a la potencia de emisión tanto en modo continuo como en modo pulsado este se optimizará utilizando una fuente de bombeo de mayor potencia.

Apéndice A

Amarre de modos

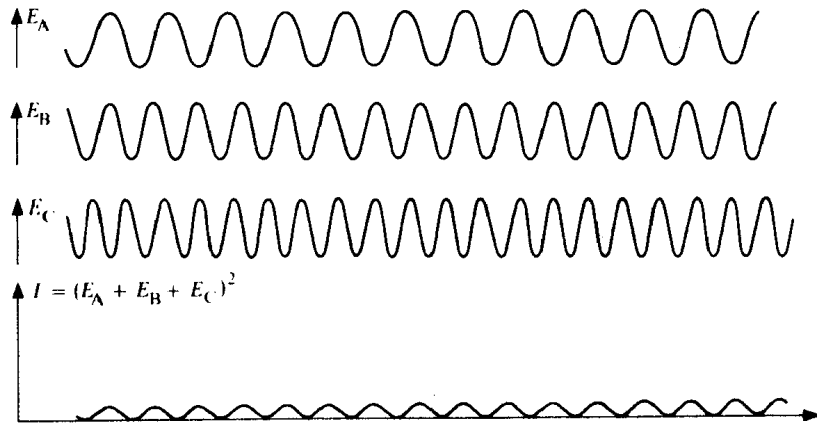
Una cavidad láser típicamente ensanchada inhomogénea puede sostener la oscilación de muchos modos longitudinales. La salida de tal láser en función del tiempo depende de las frecuencias relativas, fases y amplitudes de estos modos. En un láser ordinario, todos estos parámetros están variando en el tiempo y la salida fluctúa aleatoriamente. Sin embargo, si una perturbación externa fuerza a las oscilaciones de varios modos a mantener las fases relativas fijas de una con otra, la salida llega a ser repetitiva y el láser se dice que está amarrado en modos. Para generar pulsos de alta potencia y corta duración un gran número de modos deben estar oscilando, para obtener pulsos de corta duración, muchas frecuencias son necesarias. Aunque un láser real puede operar con muchas frecuencias de modos a la salida, ilustraremos la formación de pulsos por amarre de modos considerando un ejemplo de superposición de tres ondas de baja frecuencia. En la figura A.1 hay tres ondas cosenoidales con igual espaciado de frecuencia, $\Delta\nu = c/2L$, que son sumadas para formar una onda resultante y el cuadrado de esta representa la salida del láser. En la figura A.1(a), las fases de las ondas son diferentes a un tiempo $t = 0$; en la figura A.1(b), por otro lado, las fases de las tres ondas son cero en $t = 0$. En el segundo caso, el resultado es una serie de pulsos de periodo $T = 1/\Delta\nu$, el recíproco de la frecuencia espacial. Esto es verdad si todas las fases son una constante independientemente del modo, entonces hay únicamente un solo pulso dentro del periodo $T = 2L/c$. Esto corresponde al tiempo que tarda el pulso dentro de la cavidad láser en dar una vuelta. El ancho de este pulso, τ , es aproximadamente el inverso de la frecuencia de la salida láser,

$$\tau = \frac{1}{\left(\frac{Nc}{2L}\right)} = \frac{2L}{Nc}, \quad (\text{A.1})$$

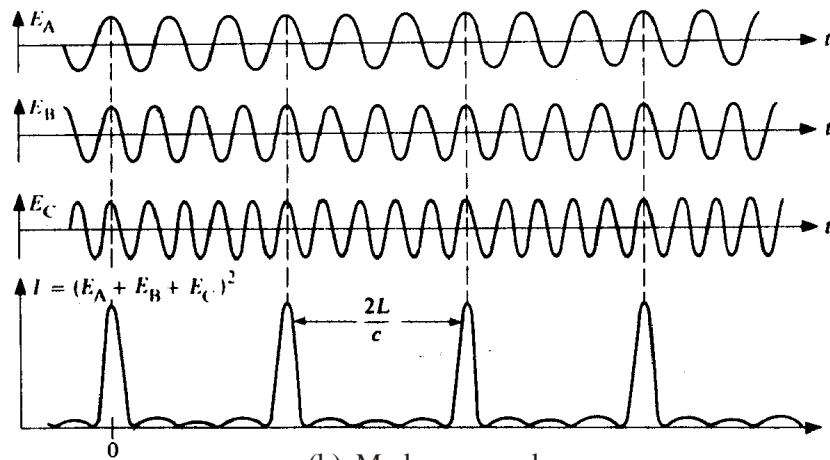
donde N es el número de modos oscilando. Nosotros observamos que la relación del periodo del pulso y el ancho del pulso da el número de modos

S

$$\frac{T}{\tau} = \frac{2L}{c} \cdot \frac{Nc}{2L} = N \quad (\text{A.2})$$



(a) Modos no amarrados



(b) Modos amarrados

Figura A.1. Comparación de las salidas no amarrada en modos y amarrada en modos. En la parte (a), las fases son aleatorias y la potencia nunca es grande. En la parte (b), todas las ondas cosenoidales tiene la misma fase en el tiempo $t=0$. Los pulsos angostos estan espaciados $2L/c$ en el tiempo, el tiempo para la luz en recorrer la cavidad.

Resumiendo, hay dos condiciones que deben ser completadas para obtener pulsos angostos amarrados en modos. (1) Debe haber muchos modos oscilando, y (2) Estos deben ser forzados a definir su relación de fase, esta condición puede ser lograda por el amarre de modos pasivo o activo [1].

A.1. Física del amarre de modos

Como se menciono anteriormente una cavidad láser típicamente ensanchada in homogénea puede soportar la oscilación de muchos modos simultáneamente. La salida de tal láser en función del tiempo depende de las fases relativas, frecuencias y amplitudes de los modos. El campo eléctrico total como función del tiempo puede escribirse como

$$\xi(t) = \sum_{n=0}^{N-1} (\xi_0)_n \exp [i(\omega_n t + \delta_n)] \quad (\text{A.3})$$

donde , ω_n y δ_n son la amplitud, frecuencia angular y fase del n-ésimo modo. Usualmente estos parámetros están variando en el tiempo, así que los modos son incoherentes y la irradiancia total es la simplemente la suma la suma de la irradiancia de los modos individuales $I = N\xi_0^2$.

Asumimos por simplicidad que todos los N modos tienen la misma amplitud . La irradiancia puede exhibir pequeñas fluctuaciones si dos o tres modos llegan a estar en fase en algún tiempo dado.

Supongamos que ahora forzamos a varios modos a mantener la misma fase relativa δ de uno con otro, lo que significa amarrar los modos del láser tal que $\delta = \delta_n$. La irradiancia total debe ahora ser encontrada por la suma de los campos eléctricos individuales en lugar de la irradiancias. Usando la ecuación (A.3), el campo eléctrico resultante puede ser escrito como

$$\xi(t) = \xi_0 \exp (i\delta) \sum_{n=0}^{N-1} \exp (i\omega_n t) \quad (\text{A.4})$$

Por conveniencia escribimos la frecuencia angular ω_n como $\omega_n = \omega - n\delta\omega$, donde ω es la frecuencia angular del modo mas alto y $\delta\omega$ es la separación de frecuencia angular entre los modos $\delta\omega = \pi c/L$

La ecuación (A.4) para puede escribirse como

$$\begin{aligned} \xi(t) &= \xi_0 \exp (i\delta) \sum_{n=0}^{N-1} \exp [i(\omega - n\delta\omega)] t \\ &= \xi_0 \exp \left[i(\omega t + \delta) \sum_{n=0}^{N-1} \exp (-ni\pi ct/L) \right] \end{aligned}$$

ó

$$\xi(t) = \xi_0 \exp [i(\omega t + \delta)] \{1 + \exp (-i\phi) + \exp (-2i\phi) + \dots + \exp [-(N-1)i\phi]\} \quad (\text{A.5})$$

donde $\phi = \pi ct/L$. El termino entre corchete de llaves de la ecuación (A.5) es una progresión y por lo tanto podemos escribir

$$\xi(t) = \xi_0 \exp [i(\omega t + \delta)] \frac{\sin(N\phi/2)}{\sin(\phi/2)}$$

La irradiancia I es entonces $I = \xi(t) \cdot \xi^*(t)$ ó

$$I(t) = \xi_0^2 \frac{\sin^2(N\phi/2)}{\sin^2(\phi/2)}$$

La forma de esta ecuación (para $N=3$) es ilustrada en la figura A.1.

El amarre de modos activo requiere modulación, ya sea de la amplitud o de la fase, o la interacción del campo óptico a una frecuencia f_m igual a (o múltiplo) la del espaciamiento intramodal $\Delta\nu$. Esto es conocido tanto como amarre de modos de AM (modulación en amplitud) o amarre de modos de FM (modulación en frecuencia), dependiendo de la característica que se esté modulando. Se puede entender el proceso de amarre de la siguiente manera. Tanto la técnica de AM como la de FM generan bandas laterales de modulación, espaciadas por la frecuencia de modulación f_m . Estas bandas laterales se traslapan con las de los modos vecinos cuando $f_m = \Delta\nu$. Este traslape permite la sincronización de fase [27].

A.2. Amarre de modos en AM

También se puede entender el proceso de formación de pulsos desde el dominio del tiempo. La figura A.2 muestra el caso de amarre de modos de AM en el cual las pérdidas de la cavidad son moduladas a una frecuencia $\Delta\nu$. Ya que el láser genera más luz ante pérdidas mínimas, el campo de interactividad es modulado a la misma frecuencia. Esta ligera diferencia de intensidad se aumenta en vueltas sucesivas y el láser emite un tren de pulsos amarrados en modos en condiciones estables. Dicho de otra forma, el umbral del láser se vuelve menor cuando tenemos operación pulsada. Como resultado, el láser emite un tren de pulsos en lugar de una salida de onda continua.

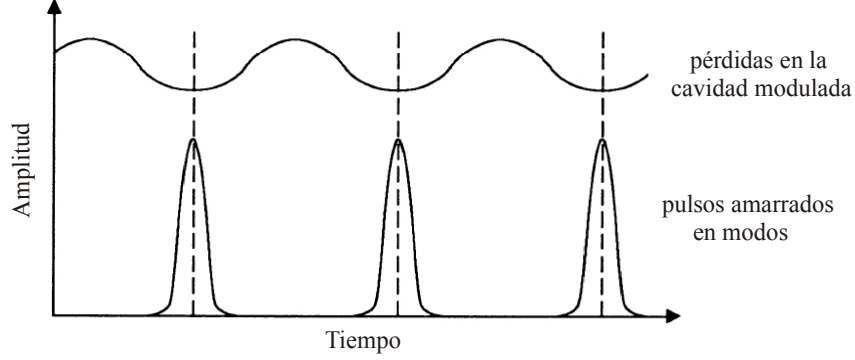


Figura A.2. Ilustración esquemática del amarre de modos activo de AM por modulación de pérdidas en la cavidad

La teoría de amarre de modos en el dominio del tiempo considera la evolución de un pulso a través de una vuelta dentro de la cavidad láser. Usualmente, aunque la amplitud del pulso $A(z, t)$ es modificada por el medio de ganancia y el modulador, puede recuperar su valor original después de dar una vuelta a la cavidad en condiciones estables.

Consideremos un campo escalar eléctrico:

$$E_m(z, t) = \xi_m \sin k_m z \sin(\omega_m t + \phi_m) \quad (\text{A.6})$$

el cual está asociado con un modo longitudinal. Supongamos que la amplitud ξ_m no es constante pero es modulada periódicamente en el tiempo de acuerdo a la siguiente fórmula

$$\xi_m = \xi_0 (1 + \epsilon \cos \Omega t) \quad (\text{A.7})$$

donde Ω es la frecuencia de modulación y ξ_0 y ϵ son constantes. Así nosotros tenemos un campo modulado en amplitud

$$E_m(z, t) = \xi_0 (1 - \epsilon \cos \Omega t) \sin(\omega_m t + \phi_m) \sin k_m z \quad (\text{A.8})$$

como

$$\cos \Omega t \sin(\omega t - \phi_m) = \frac{1}{2} \sin(\omega_m t + \phi_m + \Omega t) + \frac{1}{2} \sin(\omega_m t + \phi_m - \Omega t) \quad (\text{A.9})$$

podemos escribir la ecuación de campo como una suma de partes oscilantes armónicamente

$$E_m(z, t) = \xi_0 \left\{ \sin(\omega_m t + \phi_m) + \frac{\epsilon}{2} \sin[(\omega_m + \Omega)t + \phi_m] + \frac{\epsilon}{2} \sin[(\omega_m - \Omega)t + \phi_m] \right\} \sin k_m z \quad (\text{A.10})$$

El espectro de frecuencia del campo se muestra en la figura A.3.

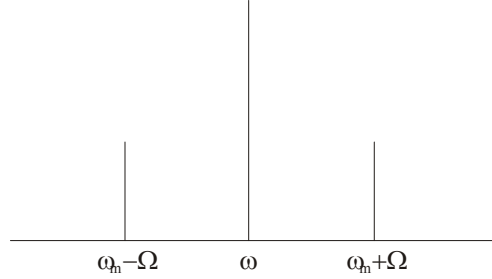


Figura A.3. Espectro de frecuencias del campo de amplitud modulada.

La modulación de amplitud del campo (A.7) a una frecuencia ω_m ha generado bandas laterales de frecuencia $\omega_m \pm \Omega$, siendo. Estas bandas laterales están desplazadas de la frecuencia portadora ω_m por precisamente la frecuencia de modulación Ω . La generación de bandas laterales es una consecuencia conocida de la modulación en amplitud.

En un láser las amplitudes de los modos ξ_m son determinadas por la condición de ganancias y pérdidas iguales. Si la pérdida (o ganancia) es modulada periódicamente a una frecuencia Ω , podemos esperar que los campos $E_m(z, t)$ asociados con los distintos modos que serán modulados en amplitud (AM) tengan esta frecuencia. En otras palabras, esperamos bandas laterales generadas cerca de cada frecuencia modal ω_m , como en la figura A.4. En particular, si la frecuencia de modulación es igual a la frecuencia de espaciamento modal

$$\Delta\nu = \omega_{m+1} - \omega_m = \pi c/L \quad (\text{A.11})$$

las bandas laterales asociadas con cada modo concuerdan exactamente con las frecuencias de dos modos adyacentes (figura A.4). En este caso cada modo se vuelve altamente acoplado con sus modos vecinos más cercanos, resultando en una tendencia de los modos a amarrarse en fase. Modulando las pérdidas o ganancias a la frecuencia de separación de modos Δ es por lo tanto una forma de obtener el amarre de modos. Compartiendo terminología con ingeniería de radio, llamamos a esto como amarre de modos de AM.

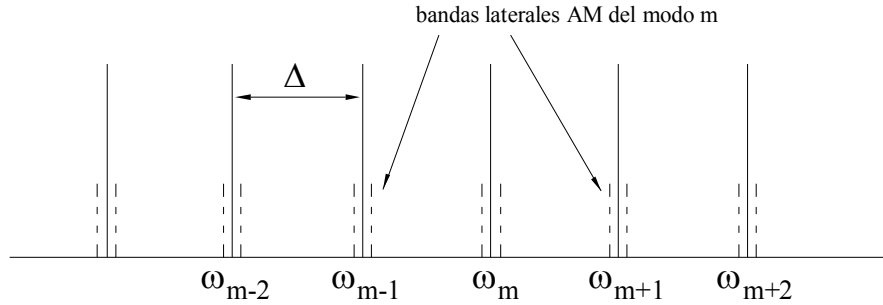


Figura A.4. Modos longitudinales de AM a una frecuencia Δ

El factor adimensional ϵ que aparece en la ecuación (A.7) es llamado índice de modulación. Es usualmente pequeño, pero debe ser lo suficientemente grande para acoplar los diferentes modos de forma fuerte. Pero también si ϵ es demasiado grande, el efecto de amarre será débil.

Una manera sencilla de entender por qué el amarre de modos de AM ocurre en los láseres es primeramente suponer que el laseo puede ocurrir solo en breves intervalos cuando la modulación periódica de pérdidas está en un mínimo. Este valor mínimo ocurre en intervalos de tiempo $T = 2\pi/\Delta\nu = 2L/c$ si la frecuencia de modulación es $\Omega = \Delta$. Entre esos intervalos de tiempo en los que hay pérdidas mínimas, las pérdidas llegan a ser muy grandes para tener oscilación láser. Por eso podemos tener oscilación láser sólo si es posible generar un tren de pulsos cortos separados por un tiempo T . Esto es posible si los modos son amarrados entre sí y actúan al unísono, por eso generamos un tren de pulsos amarrados en modos separados por un tiempo T [13].

Una de las técnicas comúnmente usada para llevar a cabo el amarre de modos activo por modulación de pérdidas es utilizar un modulador acusto-óptico para tal efecto, a continuación se presenta una breve descripción del funcionamiento de un modulador acusto-óptico.

Apéndice B

Modulador Acusto-óptico

El índice de refracción de un medio óptico es alterado por la presencia del sonido, el sonido por lo tanto modifica el efecto del medio sobre la luz y por lo tanto el sonido puede controlar la luz (figura B.1). Muchos dispositivos útiles usan este efecto acusto-óptico tales como moduladores ópticos, deflectores, interruptores filtros, aisladores, cambiadores de frecuencia y analizadores de espectro.

Figura B.1. El sonido modifica el efecto de un medio óptico sobre la luz.

El sonido es una tensión dinámica envolviendo vibraciones moleculares que toman la forma de ondas las cuales viajan a una velocidad característica del medio (la velocidad del sonido).

Una onda acústica crea una perturbación del índice de refracción en la forma de una onda, el medio llega a ser un medio dinámico de índice graduado, un medio inhomogéneo con un índice de refracción que varía con el tiempo; La teoría acusto-óptica tiene que ver con la perturbación del índice de refracción causado por el sonido, y con la propagación de la luz a través del medio inhomogéneo que varía con el tiempo.

La forma más simple de la interacción de la luz y sonido es la difracción parcial de una onda óptica plana desde el plano paralelo estratificado representado por las variaciones del índice de refracción creada por una onda plana acústica (figura B.2). Un conjunto de reflexiones paralelas separadas por una longitud de onda de sonido Λ difractara la luz si el ángulo de incidencia θ satisface la condición de Bragg para

interferencia constructiva

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (\text{B.1})$$

donde λ es la longitud de onda de la luz en el medio. Esta forma de interacción de luz y sonido es conocido como difracción de Bragg. El dispositivo que utiliza este efecto es conocido como reflector de Bragg, deflector de Bragg o celda de Bragg [28].

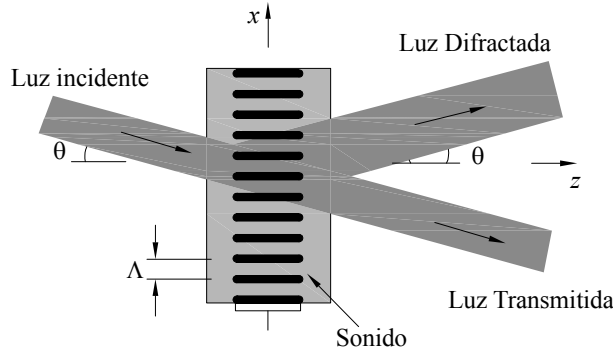


Figura B.2. Difracción de Bragg: una onda acústica plana actúa como un reflector parcial de luz cuando el ángulo de incidencia θ satisface la condición de Bragg.

B.1. Modulación de pérdidas por efecto acusto-óptico

Los láseres pueden ser amarrados por diversos métodos, uno de ellas es la modulación de pérdidas por el efecto acusto-óptico. Este método es basado en la difracción de la luz por medio de ondas de sonido (modulador acusto-óptico). Una onda de sonido es básicamente una onda de densidad variable y por lo tanto un índice de refracción variable en el medio material. Como se discutió anteriormente una onda de sonido puede actuar como una rejilla de difracción para la luz. Una onda de sonido de longitud de onda λ_s difracta la luz de longitud de onda λ con un ángulo de difracción θ satisfaciendo la siguiente ecuación B1.

Una onda de sonido estacionaria en un medio puede ser representada por una variación del índice de refracción de la forma

$$\Delta n(x, t) = a \sin(\omega_s t + \theta) \sin k_s x \quad (\text{B.2})$$

La modulación espacial periódica $\sin k_s x$ del índice de refracción da un aumento en la difracción al ángulo θ dado por (B.2) con $\lambda_s = 2\pi/k_s$. La oscilación temporal a la frecuencia ω_s significa que la difracción es más efectiva en tiempos t tal que $\sin(\omega_s + \theta) = \pm 1$, para todos estos tiempos la rejilla de difracción representada por $\sin k_s x$ tiene su mayor amplitud ($\pm a$). Así la energía de la difracción por la onda acústica varía armónicamente en el tiempo con la frecuencia $2\omega_s$.

Ahora podemos entender como la difracción de la luz por el sonido puede ser usada para modular periódicamente las pérdidas en una cavidad láser, y de este modo lograr el amarre de modos por amplitud modulada. Si un bloque de material teniendo una onda acústica estacionaria está dentro de la cavidad, las pérdidas de difracción oscilarán con una frecuencia $2\omega_s$. Si $2\omega_s = \Delta = \pi c/L$, para una cavidad Fabry-Perot, las pérdidas en la cavidad son moduladas a la frecuencia de separación modal que es la deseada para el amarre de modos [4]. Para el caso de una cavidad tipo anillo la frecuencia de la cavidad es $\Delta\nu = c/L_{opt}$ por lo tanto, la frecuencia de modulación es $f_m = \Delta\nu/2$.

Apéndice C

Metodo de la navaja

La expresión para la intensidad de un haz Gaussiano que se propaga en una dirección transversal al plano generado por los ejes X e Y esta dada por:

$$I(xyz) = \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \exp \left[\frac{-2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right] \quad (\text{C.1a})$$

donde $w(z)$ es el radio del haz en el punto z y P_0 corresponde a la potencia total del haz, la cual es obtenida integrando sobre todo el espacio:

$$P_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy \quad (\text{C.1b})$$

Cuando alguna obstrucción es colocada frente al láser, la potencia $P(y)$ detectada después de la obstrucción se obtiene con la expresión siguiente:

$$P(y) = \frac{2P_0}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[\frac{2x^2}{w^2(z)} \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{2x^2}{w^2(z)} \right] dy dx \quad (\text{C.1c})$$

Podemos reescribir la ecuación con ayuda de la función complemento error teniendo así:

$$\frac{P(y)}{P_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \quad (\text{C.1d})$$

La figura 3.5 muestra la implementación del arreglo experimental para la determinación del perfil de intensidad utilizando en método de la navaja

El radio del haz, $w(z)$, está determinado por:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.1e})$$

w_0 la cintura mínima del haz ubicada en $z = 0$. Como en este caso no se conoce la posición de la cintura es necesario hacer un cambio de variable, a saber, $z = a + L$, con a una constante (distancia entre la cintura y la salida de la fibra, que se determinará posteriormente) y L la distancia a la cual se coloca la navaja (medida a partir de la salida de la fibra).

Sustituyendo en la ecuación ?? y elevando al cuadrado se obtiene:

$$w(z)^2 = w_0^2 + \frac{\lambda^2 a^2}{\pi^2 \omega_0^2} + \frac{2a\lambda^2}{\pi^2 \omega_0^2} L + \frac{\lambda^2}{\pi^2 \omega_0^2} L^2 \quad (\text{C.1f})$$

La aplicación de este método consiste en hacer un barrido en dirección Y, cubriendo el haz con la navaja gradualmente obteniendo así distintos valores para $P(y)$. Por otro lado, sustituyendo valores de y ($\dots, -w, -w/2, 0, w/2, w, \dots$) en la ecuación ?? para L fijo, se obtienen los argumentos correspondientes para la función $erfc(\theta)$ y el valor de la misma se determina con la ayuda de tablas; a continuación, dicho valor $[P(y)/P_0]$ buscado entre los datos obtenidos experimentalmente, de esta manera es posible conocer la posición de la navaja (y) correspondiente. Finalmente es necesario calcular Δy promedio para éstos en particular ya que el radio del haz a esa distancia L viene dado por la relación $w(L) = 2\Delta y_{promedio}$. Este procedimiento debe repetirse para los distintos valores de L .

Apéndice D

Polarización

D.1. La naturaleza de la luz polarizada

La luz se puede tratar como una onda Electromagnética transversal. En el caso de la luz linealmente polarizada o plano-polarizada, la orientación del campo eléctrico es constante aunque su magnitud y signo varían con el tiempo. Este campo eléctrico o la perturbación óptica reside en lo que se conoce como el plano de vibración. Este plano fijo contiene tanto a \vec{E} como a \vec{k} , el vector de campo eléctrico y el vector de propagación en la dirección del movimiento.

Si tomamos dos ondas de luz armónicas, de la misma frecuencia, moviéndose a través de la misma región del espacio, en la misma dirección. Si sus vectores de campo eléctrico son colineales, las perturbaciones superpuestas se combinarán simplemente para formar una onda linealmente polarizada. Por otra parte, si las dos ondas de luz son tales que en la direcciones de sus campos eléctricos respectivos son perpendiculares entre si, la onda puede o no ser linealmente polarizada.

D.1.1. Polarización lineal

Podemos representar estas 2 perturbaciones ópticas ortogonales en la forma:

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (\text{D.2})$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{j}E_{0x} \cos(kz - \omega t + \epsilon) \quad (\text{D.3})$$

Donde ϵ es la diferencia de fase relativa entre dos ondas, ambas viajando en la en la dirección z .

Puesto que la fase tiene la forma $(kz - \omega t)$, la adición de un ε positivo significa que la función coseno de la ecuación (2.2) no podrá alcanzar el mismo valor que el coseno de la ecuación (2.1) sino hasta mas tarde (ε/ω) . Por lo tanto, E_y queda detrás de E_x en $\varepsilon > 0$. Si $\varepsilon < 0$ implica que E_y precede a E_x . La suma vectorial de estas dos ondas perpendiculares será la perturbación óptica resultante:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) \quad (\text{D.4})$$

Si ε es cero o un múltiplo entero de $\pm 2\pi$, se dice que las ondas están en fase. En ese caso (2.3) queda:

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, t) &= \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_{0x} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \\ \Leftrightarrow \vec{E}(z, t) &= (\hat{i}E_{0x} + \hat{j}E_{0x}) \cos(kz - \omega t) \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

La onda resultante tiene una amplitud fija $(\hat{i}E_{0x} + \hat{j}E_{0x})$, es decir, ella es también linealmente polarizada. Las ondas avanzan hacia el plano de observación y se puede ver una onda resultante \vec{E} que oscila a lo largo de una línea inclinada, según una cosinusoide en el tiempo.

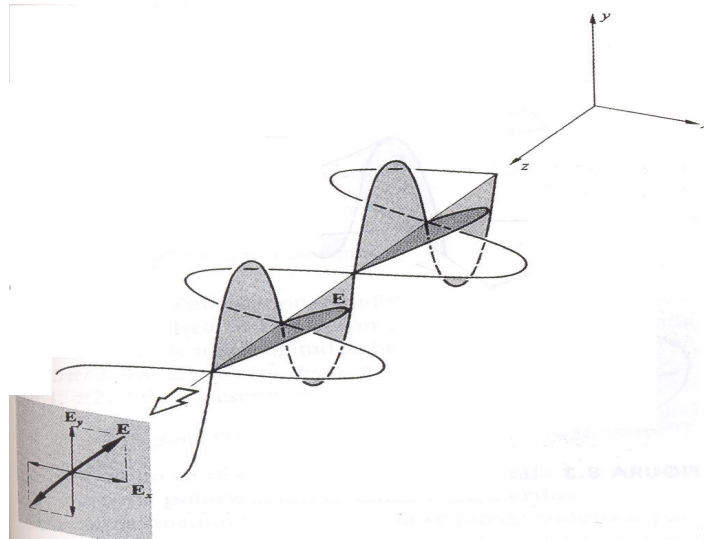


Figura D.1: Luz lineal.- El campo E polarizado linealmente en el primer y tercer cuadrante.

Supóngase ahora que ε sea un múltiplo entero impar de $\pm 2\pi$. Las dos ondas están desfasadas 180° y el campo ahora puede describirse por:

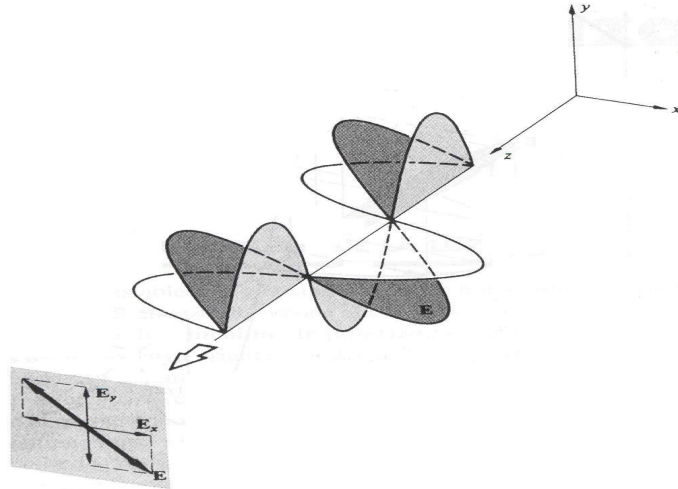


Figura D.2: Luz lineal. En el segundo y cuarto cuadrante.

$$\vec{E}(z, t) = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_{0x} \cos(kz - \omega t + \pi)$$

Dado que $\cos(\theta + \pi) = -\cos(\theta)$

$$\vec{E}(z, t) = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) - \hat{j}E_{0x} \cos(kz - \omega t + \epsilon)$$

$$\Leftrightarrow \vec{E}(z, t) = (\hat{i}E_{0x} - \hat{j}E_{0x}) \cos(kz - \omega t)$$

$$\therefore \vec{E} = (\hat{i}E_{0x} - \hat{j}E_{0x}) \cos(kz - \omega t) \quad (\text{D.6})$$

Esta onda está de nuevo linealmente polarizada pero se ha girado el plano de vibración respecto al de la condición previa, como se indica en la figura:

D.1.2. Polarización circular

Cuando ambas ondas constitutivas tienen igual amplitud (es decir, $E_{0x} = E_{0y} = E_0$) y además, su diferencia de fase relativa $\epsilon = -\pi/2 + 2m\pi$, donde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Es decir:

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{i}E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (\text{D.7})$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{j}E_0 \sin(kz - \omega t) \quad (\text{D.8})$$

Donde $\cos(kz - \omega t + \frac{\pi}{2}) = \sin(kz - \omega t)$

y la onda resultante es:

$$\vec{E}(z, t) = \hat{i}E_0 \cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_0 \sin(kz - \omega t)$$

$$\Leftrightarrow \vec{E} = E_0 [\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t)]$$

Donde la amplitud escalar de \vec{E} es:

$$(\vec{E} \cdot \vec{E})^{\frac{1}{2}} = \{(E_0)^2 [\cos^2(kz - \omega t) + \sin^2(kz - \omega t)]\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\Leftrightarrow (\vec{E} \cdot \vec{E})^{\frac{1}{2}} = \{E_0^2\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\Leftrightarrow (\vec{E} \cdot \vec{E})^{\frac{1}{2}} = E_0$$

Que es una constante, pero la dirección de es variable con el tiempo y no esta restringida, a un solo plano.

El vector de campo eléctrico resultante \vec{E} gira en el sentido de las manecillas del reloj con una frecuencia angular ω , vista por un observador hacia quien la onda se esta moviendo (mirando hacia la fuente). Tal onda tiene polarización circular a derecha (Luz circular a derecha) El vector \vec{E} realiza una rotación completa cuando la onda avanza a través de una longitud de onda. Si $\epsilon = \pi/2, 5\pi n/2, 9\pi n/2, \dots$ (es decir $\epsilon = \pi/2 + 2m\pi/2$, donde $m = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)

Entonces:

$$\vec{E} = E_0 [\hat{i} \cos(kz - \omega t) - \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad (D.9)$$

La amplitud no se ve afectada pero ahora \vec{E} gira a izquierda y la onda tiene polarización circular a izquierda. Polarización elíptica

D.1.3. Polarización elíptica

Por lo que a la descripción matemática se refiere, tanto la luz lineal como circular se puede considerar casos especiales de luz elípticamente polarizada. Esto significa que el vector de campo eléctrico resultante \vec{E} girará cambiando también su magnitud. El extremo de \vec{E} trazará una elipse, en un plano fijo perpendicular a \vec{k} , cuando la onda avanza.

Si

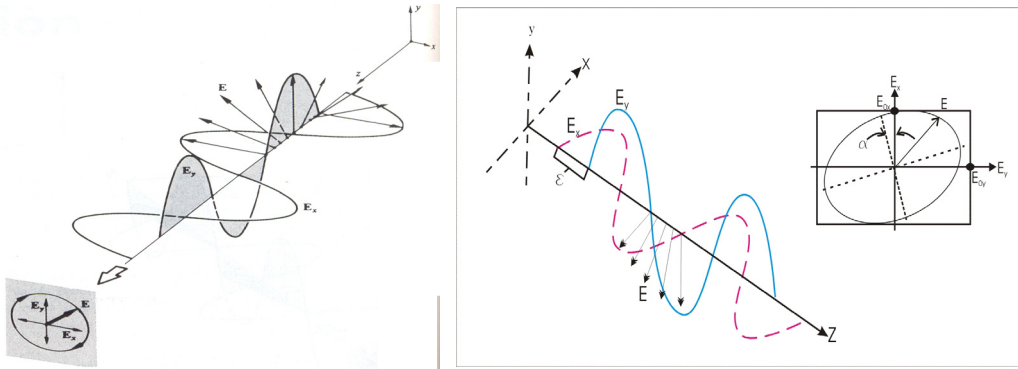


Figura D.3: (a)Polarización circular. (b)Polarización eliptica

$$\vec{E}_x = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (\text{D.10})$$

$$\vec{E}_y = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t + \epsilon) \quad (\text{D.11})$$

La ecuación de la curva que buscamos no debe ser función ni de la posición ni del tiempo. Desarrollando la ecuación para \vec{E}_y

$$\vec{E}_y = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t + \epsilon)$$

Por identidad trigonométrica sabemos:

$$\cos(a + b) = \cos a * \cos b + \sin a * \sin b$$

$$E_y = E_{0y} \cos(kz - \omega t) \cos(\epsilon) - \sin(kz - \omega t) \sin(\epsilon)$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kz - \omega t) \cos(\epsilon) - \sin(kz - \omega t) \sin(\epsilon)$$

Combinándola con la ecuación (D.10), que rescrita es:

$$\frac{E_x}{E_{0x}} = (\cos kz - \omega t) \quad (\text{D.12})$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \frac{E_x}{E_{0x}} \cos(\epsilon) - \sin(kz - \omega t) \sin(\epsilon)$$

$$\Leftrightarrow \frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos(\epsilon) = -\sin(kz - \omega t) \sin(\epsilon) \quad (\text{D.13})$$

De (D.10) se deduce que:

$$\cos^2(kz - \omega t) + \sin^2(kz - \omega t) = 1$$

Pero haciendo la sustitución según (D.12) finalmente tenemos:

$$\Rightarrow \sin(kz - \omega t) = \left[1 - \left(\frac{E_x}{E_y} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Así la ecuación (D.13) nos lleva a:

$$\begin{aligned} \frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} &= \left[1 - \left(\frac{E_x}{E_y} \right)^2 \right]^{1/2} \sin(\epsilon) \\ \Leftrightarrow \left(\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 &= \left[1 - \left(\frac{E_x}{E_y} \right)^2 \right]^{1/2} \sin^2(\epsilon) \end{aligned}$$

Finalmente reordenando términos, tenemos:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right) \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right) \cos(\epsilon) = \sin^2(\epsilon) \quad (\text{D.14})$$

Esta es la ecuación de una elipse que forma un ángulo α con el sistema coordenado (E_x, E_y)

Como lo muestra la figura D.3 tal que:

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \epsilon}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (\text{D.15})$$

La ecuación (D.15) podría reconocerse si los ejes principales de la elipse estuvieran alineados con los ejes coordenados, es decir, $\alpha = 0$ o de manera equivalente, $\epsilon = \pm\pi/2, \pm3\pi/2, \pm5\pi/2 \dots$ en cuyo caso tenemos la forma conocida:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 = 1 \quad (\text{D.16})$$

Además si $E_{0y} = E_{0x} = E_0$, Esto se reduce a:

$$E_y^2 + E_x^2 = E_0^2 \quad (\text{D.17})$$

Lo cual, es un círculo.

Si ϵ es un múltiplo par de π , la ecuación (D.14) resulta en:

$$E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (\text{D.18})$$

De manera similar para múltiplos impares de π

$$0E_y = -\frac{E_{0y}}{E_{0x}}E_x \quad (\text{D.19})$$

Ambas son líneas rectas con pendientes $\pm \frac{E_{0y}}{E_{0x}}$ es decir, tenemos luz lineal.

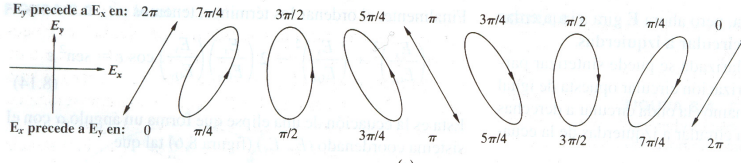


Figura D.4: Varias configuraciones de polarización. E_{0y} se considera mas grande que E_{0x}

D.2. Descripción matricial de la polarización

Una forma de representar el estado de polarización del campo Electromagnético es a través de una descripción matricial, la cual se describe a continuación.

Siempre hemos partido de las siguientes expresiones:

$$E_x(z, t) = iE_{0x} \cos(kz - \omega t)$$

$$E_y(z, t) = jE_{0y} \cos(kz - \omega t + \epsilon)$$

Aunque tambien las podemos escribir en su forma compleja.

$$E_x(z, t) = iE_{0x}e^{i(kz - \omega t)}$$

$$E_y(z, t) = jE_{0y}e^{i(kz - \omega t)} \cdot e^{i\epsilon}$$

Como se puede apreciar, tenemos el mismo producto en las dos expresiones $e^{i(kz - \omega t)}$. Como no interviene en la diferencia de fase podemos simplificar la ecuación para obtener lo siguiente

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iE_{0x} \\ jE_{0y} \cdot e^{i\epsilon} \end{pmatrix}$$

de ahora en adelante escribiremos los terminos iE_{0x} y jE_{0y} como E_{0x} y E_{0y} por simplicidad.

Si extraemos E_{0x} podemos obtener el vector de Jones

$$\left(E_{0x} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} \right)$$

Haciendo algunas sutituciones tenemos;

$$E_{0x} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} \text{ y } \tan \chi = \frac{E_{0y}}{E_{0x}}$$

$$\implies E_{0x} = \begin{pmatrix} 1 \\ \tan \chi \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix}$$

Para luz linealmente polarizada tenemos que $\epsilon = 0, \pi$. Si $\epsilon = 0 \implies e^{j\epsilon} = 1$, por tanto su vector de Jones será:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \tan \chi \end{pmatrix}$$

Como es luz linealmente polarizada, sabemos que el ángulo χ es igual al ángulo α por tanto, si sonocemos α tendremos el correspondiente vector de Jones

$$\alpha = \chi = 45^\circ \implies \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \implies P_{45^\circ}$$

$$\alpha = \chi = -45^\circ \implies \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \implies P_{-45^\circ}$$

Para otros casos generales

$$P_{30^\circ} \implies \begin{pmatrix} 1 \\ \tan 30 \end{pmatrix} \dots P_{328^\circ} \implies \begin{pmatrix} 1 \\ \tan 328 \end{pmatrix}$$

Para casos especiales tenemos

$$P_{0^\circ} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} \implies \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$P_{90^\circ} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} \implies \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} \implies \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

En luz polarizada circularmente tenemos

$$E_{0x} = E_{0y} \text{ y } \epsilon = \pm \frac{\pi}{2}$$

Para polarización circular a derecha (**CD**)

$$P_{CD} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix}$$

$$e^{j\epsilon} = \cos \epsilon + j \sin \epsilon \implies e^{j\epsilon} = \cos \left(\frac{\pi}{2} \right) + j \sin \left(\frac{\pi}{2} \right) = 0 + j = j$$

$$P_{CD} = \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$$

Para polarización circular a derecha (**CI**)

$$P_{CD} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix}$$

$$e^{j\epsilon} = \cos \epsilon + j \sin \epsilon \implies e^{j\epsilon} = \cos \left(-\frac{\pi}{2} \right) + j \sin \left(-\frac{\pi}{2} \right) = 0 + (-j) = -j$$

$$P_{CI} = \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$$

Cuando queremos que todos los vectores tengan la misma irradiancia $I = E_{ox}^2 + E_{oy}^2 = 1$ (Normalizamos los vectores)

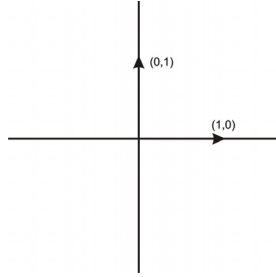


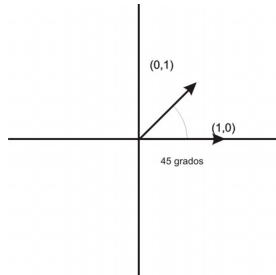
Figura D.5: Normalización

$$P_{0^\circ} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = I = 1^2 + 0^2 = 1$$

$$P_{0^\circ} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = I = 1^2 + 0^2 = 1$$

Pero los vectores a $\pm 45^\circ$ cambian y

$$E_{0x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ y } E_{0y} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Figura D.6: Normalización para 45°

Podemos llegar a esta conclusión de la siguiente forma. Tomando en cuenta la representación de la gráfica en la figura D.7

Si $\epsilon = 0$ y $\alpha = \chi$ tenemos que

$$\begin{pmatrix} E_{ox} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_o \cos \alpha \\ E_o \sin \alpha \end{pmatrix} = E_o \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$$

La siguiente tabla muestra los resultados conocidos para algunos estados de polarización comunes

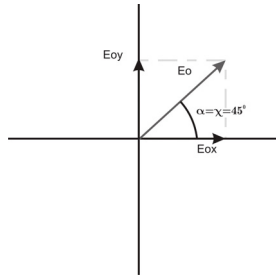
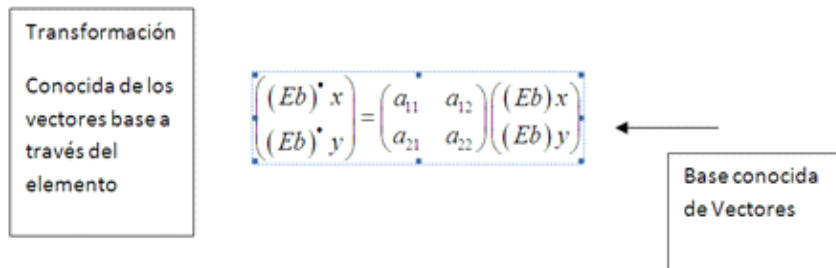


Figura D.7: Otra forma de ver la normalización con ángulo

Estado de polarización	E_{0x}, E_{0y}, φ	Vector de Jones
P_0	E_{0x} E_{0y}	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
P_{90}	E_{0x} E_{0y}	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
$P_{\pm 45}$	$E_{0x} = E_{0y} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ $\varphi = 0, \pi$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix}$
R,L	$E_{0x} = E_{0y} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm j \end{pmatrix}$

Cuando la luz pasa por un elemento polarizador cambia de base. Estos elementos pueden ser representados por matrices. Para determinar las matrices de Jones es necesario conocer una base del espacio bidimensional, para ello los vectores que forman esa base han de ser ortogonales, si son ortonormales todavía mejor. Lo que haremos es ver como se transforma la base cuando pasa por el polarizador.

Habrá que elegir la base más adecuada en cada momento, pero el resultado debe ser independiente de la base escogida



Matriz de un polarizador lineal horizontal:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow A \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \Rightarrow A \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} \cdot 1 & a_{12} \cdot 0 \\ a_{21} \cdot 1 & a_{22} \cdot 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} \\ a_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} \cdot 0 & a_{12} \cdot 1 \\ a_{21} \cdot 0 & a_{22} \cdot 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ a_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Matrices para casos de polarizadores conocidos:

Polarizador Horizontal	Polarizador a 45°	filtro opaco a estado L
$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{pmatrix}$
Polarizador vertical	Polarizador a -45°	Filtro opaco a estado R
$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ j & -j \end{pmatrix}$

D.3. Parámetros de Stokes

Otra representación que nos permite definir tanto la luz totalmente polarizada como laparcialmete polarizada

Vector de Stokes

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

Pretendemos poder definir cualquier estado de polarización con los vectores de Stokes. Tiene la ventaja con respecto a los vectores de Jones y es que los parámetros de Stokes son medidas de irradiancias.

Utilizaremos un juego de cuatro filtros, que tienen la peculiaridad de cuando entra luz natural, cualquiera de ellos solamente.deja pasar la mitad de la luz incidente (34)

Para nosotros un juego valido puede ser.

Filtros:

Filtro isotrópico

Polarizador a 0°

Polarizador a $+45^\circ$

PCHD (opaco a los estados L)

Los parametors de Stokes vienen definidos por las siguientes expresiones:

$$S_0 = 2I_0$$

$$S_1 = 2I_1 - 2I_0$$

$$S_2 = 2I_2 - 2I_0$$

$$S_3 = 2I_3 - 2I_0$$

Donde cada una de las I_x son las irradiancias medidas con un detector cuando colocamos el correspondiente filtro x . Es importante destacar que la colocación de los filtros no es simultanea, es decir, pondremos el filtro 0 y obtendremos S_0 , retiramos el filtro 0 y colocamos el filtro 1 para obtener I_1 y así sucesivamente.

D.3.1. Interpretación física de los parámetros de Stokes

$$S_0$$

La luz incidente viene caracterizada por tres parámetros:

$$E_{0x}, E_{0y} \text{ y } \epsilon$$

Y su irradiancia:

$$I_i = E_{0x}^2 + E_{0y}^2$$

El primer filtro deja pasar la mitad de la luz incidente (isotrópico), por tanto:

$$I_0 = \frac{1}{2} I_i = \frac{1}{2} (E_{0x}^2 + E_{0y}^2)$$

Por tanto si:

$$I_0 = \frac{1}{2} I_i$$

$$S_0 = 2I_0$$

entonces

$$S_0 = I_i = E_{0x}^2 + E_{0y}^2$$

Donde S_0 representa la irradiancia de la luz incidente.

$$S_1$$

El polarizador a 0° solo deja pasar la componente E_{0x} .

La irradiancia vendrá dada por:

$$I_1 = E_{0x}^2$$

Por tanto si:

$$I_1 = E_{0x}^2$$

$$S_1 = 2I_1 - 2I_0$$

$$I_0 = \frac{1}{2} (E_{0x}^2 + E_{0y}^2)$$

Entonces

$$S_1 = 2E_{0x}^2 - E_{0x}^2 - E_{0y}^2 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2$$

Si $S_1 > 0$

Implica que E_{0x} es mayor que E_{0y} por lo tanto indica que si la luz que entraba era linealmente polarizada o elíptica, se pareciera más a un estado $P_{horizontal}$ que a un estado $P_{vertical}$

Si $S_1 < 0$

Implica que E_{0x} es menor que E_{0y} , por lo tanto indica que si la luz que entraba era linealmente polarizada o elítica, se pareciera más a un estado $P_{vertical}$ que a un estado $P_{horizontal}$

Si $S_1 = 0$

Implica que $E_{0x} = E_{0y}$, por tanto estamos ante estados P_{45}, P_{-45}, R o L .

cuanta luz pasa a través del filtro 3 (P_{45})

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (E_{0x} + E_{0y} \cdot e^{j\epsilon}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Y su irradiancia:

$$I_2 = \frac{1}{4} [(E_{0x} + E_{0y} \cdot e^{j\epsilon}) ((E_{0x} + E_{0y} \cdot e^{-j\epsilon}))] (1^2 + 1^2)$$

$$S_2 = 2I_2 - 2I_0$$

$$I_0 = \frac{1}{2} (E_{0x}^2 + E_{0y}^2)$$

Entonces

$$S_2 = (E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + 2E_{0x}E_{0y} \cos \epsilon) - E_{0x}^2 + E_{0y}^2$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \epsilon$$

Si $S_2 > 0$

Implica que $\cos \epsilon > 0$, por tanto tiende a parecerse más a un estado P_{45} .

Si $S_2 < 0$

Implica que $\cos \epsilon < 0$, por tanto tiende a parecerse más a un estado P_{-45} .

Si $S_2 = 0$

Implica que $\cos \epsilon = 0$, por tanto $\epsilon = \pi/2$ ó $-\pi/2$, s decir podría ser un estado R, L o incluso un estado elíptico centrado en los ejes.

S_3

Cuanta luz pasa a través del filtro 4 (PCHD)

Se sabe del PCHD que cualquiera que sea el estado de polarización que atraviese este elemento, salvo el estado L, emerge transformado en estado R.

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ j & -j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_{0x} - jE_{0y} \cdot e^{j\epsilon} \\ jE_{0x} + E_{0y} \cdot e^{j\epsilon} \end{pmatrix}$$

$$jE_{0x} + E_{0y} \cdot e^{j\epsilon} = j(E_{0x} - jE_{0y} \cdot e^{j\epsilon})$$

Entonces

$$\frac{1}{2} (E_{0x} - jE_{0y} \cdot e^{j\epsilon}) \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$$

La irradiancia endra dada por:

$$I_3 = \frac{1}{4} [(E_{0x} - jE_{0y} \cdot e^{j\epsilon}) (E_{0x} + jE_{0y} \cdot e^{j\epsilon}) ((1^2 + j(-j)))]$$

$$I_3 = \frac{1}{2} [E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + jE_{0x}E_{0y} \cdot e^{-j\epsilon} - E_{0x}E_{0y} \cdot e^{j\epsilon}]$$

$$I_3 = \frac{1}{2} [E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + jE_{0x}E_{0y} (e^{-j\epsilon} - e^{j\epsilon})]$$

sabemos que

$$\frac{e^{j\epsilon} - e^{-j\epsilon}}{2j} = \sin \epsilon \implies e^{j\epsilon} - e^{-j\epsilon} = -2j \sin \epsilon$$

de tal forma que

$$I_3 = \frac{1}{2} (E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + 2E_{0x}E_{0y} \sin \epsilon)$$

Por tanto, si:

$$S_3 = 2I_3 - 2I_0$$

$$I_3 = \frac{1}{2} (E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + 2E_{0x}E_{0y} \sin \epsilon)$$

$$I_0 = \frac{1}{2} (E_{0x}^2 + E_{0y}^2)$$

Tenemos que

$$S_3 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + 2E_{0x}E_{0y} \sin \epsilon - E_{0x}^2 - E_{0y}^2$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \epsilon$$

Si $S_3 > 0$

Estamos ante tendencias a estados R

Si $S_3 < 0$

Estamos ante tendencias a estados L

Con lo visto hasta ahora estaremos en condiciones de escribir los parámetros de Stokes en forma de vector.

$$S_0 = I_i = E_{0x}^2 + E_{0y}^2$$

$$S_1 = 2E_{0x}^2 - E_{0x}^2 - E_{0y}^2 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \epsilon$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \epsilon$$

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ S_1/S_0 \\ S_2/S_0 \\ S_3/S_0 \end{pmatrix}$$

Bibliografía

- [1] A. Einstein. *Phys. Z.*, 18:121, 1917
- [2] N. G. Basov and A. M. Prokhorov. *Soviet Phys. JETP English Transl.*, 27:431, 1954.
- [3] T. H. Maiman. *Nature*, 187:493, 1960
- [4] A. M. Prokhorov. *Soviet Phys. JETP English Transl.*, 34:1658, 1958.
- [5] J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C.H. Townes. *Phys. Rev.*, 95:282, 1954
- [6] A. L. Schawlow and C. H. Townes. *Phys. Rev.*, 112:1940, 1958..
- [7] A. Javan, W. R. Bennett and D. R. Herriott. *Phys. Rev. Lett.*, 6:106, 1961.
- [8] A. D. White and J. D. Ridgen. *Proc. IRE.*, 50:1967, 1962.
- [9] E. Snitzer. *Phys. Rev. Lett.*, 7:444, 1961.
- [10] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys and R. O. Carlson. *Phys. Rev. Lett.*, 9:336, 1962.
- [11] C. K. N. Patel. *Phys. Rev. Lett.*, 13:617, 1964.
- [12] W. E. Bell. *Appl. Phys. Lett.*, 4:34, 1964.
- [13] Govind P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, 2001
- [14] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24:398, 1988.
- [15] M. Perry. *Opto Lett.*, 24:160, 1999.
- [16] C. J. Koester and E. Snitzer. *Appl. Opt.*, 3:1182, 1964.
- [17] E. Snitzer and R. Woodcock. *Appl. Phys. Lett.*, 6:45, 1965.

-
- [18] Z. J. Kiss and R. C. Duncan. Proc. IR E, 50:1531, 1962.
- [19] J. Stone and C. A. Burrus. Appl. Phys. Lett., 23:388, 1973.
- [20] S. B. Poole, D. N. Payne and M. E. Fermann. Electron. Lett., 21:737, 1985..
- [21] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole and D. N. Payne. Electron. Lett., 22:159, 1986.
- [22] L. E. Nelson, D. .1. Jones, K. Tarnura, I-I. A. Hauss, E. P. Ippen. Appl. Phys. B, 65:277, 1997.
- [23] Orazio Svelto, *Principles of Lasers*, Springer, Nueva York, 1982
- [24] Alan L. Jones. J. Opto Soco Am., 55:261, 1965.
- [25] J. E. Ripper and T. L. Paoli. Appl. Phys. Lett., 17:371, 1970.
- [26] D. rvlarcuse. The Bell System Tech. J., 50:1791, 1971.
- [27] John Wilson, *Optoelectronics an introduction*, Prentice Hall Europe, Great Britain, 1998.
- [28] P. D. McIntyre and A. W. Snyder. J. Opto Soco Am., 63:1518, 1973.
- [29] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin and R. G. Hunsperger. Appl. Phys. Lett., 22:46, 1973.
- [30] Elisabeth M. Philipp-Rutz. Appl. Phys. Lett., 26:475, 1975.
- [31] Elisabeth M. Philipp-Rutz. IEEE J. Quanturn Electron., page 112, 1975.
- [32] J. K. Butler, D. E. Ackley and D. Botez. Appl. Phys. Lett., 44:293, 1984.
- [33] W. .J. Fader. IEEE J. of Quatum Elect., page 1838, 1985.
- [34] M. B. Spencer and W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., page 893, 1972.
- [35] V. V. Antyukhov, A. F. Glova, O. R. Kachurin, F. V. Lebedev, V. V. Likhanskii and A. P. Napartovich. JEPT Letters, 44:78, 1986.
- [36] A. A. Golubentsev, V. V. Likhanskii and A. P. Napartovich. Sov. Phys. JEPT, 66:676, 1988.
- [37] S. S. Wang and H. G. Winful. Appl. Phys. Lett., 52:1774, 1988.
- [38] S. S. vVang and H. G. Winful. J. Appl. Phys., 73:462, 1993.
- [39] J. Morel, A. Woodtli and R. Dandliker. Opto Lett., 18:1520,1993.

- [40] L. Fabiny, P. Colet, R. Roy and D. Lenstra. Phys. Rev. A, 47:4287, 1993.
- [41] G. Lescroast, R. Muller and G. Bourdet. Opto Comm., 108:289, 1994.
- [42] P. Glas, M. Naumann, A. Shirmacher and H. Schonagel. Opto Comrn., 109:101, 1994
- [43] J. Xu, K. K. Lee and Y. C. Chen. Opto Comm., 117:198, 1995.
- [44] V. P. Kandidov and I. G. Levakova. Quantum Electron., 25:83, 1995.
- [45] V. P. Kandidov and A. V. Kondrat'ev. Quantum Electron, 2:234, 1997.
- [46] K. M. Abramski, A. D. Colley, A. J. Baker and D. R. Hall. IEEE J. of Quantum Electron., 32:340, 1996.
- [47] K. S. Thornburg Jr., Ju., M. Moller R. Roy, T. W. Carr, R. D. Li and T. Erneux. Phys. Rev. E, 55:3865, 1997.
- [48] J. R. Terry, K. S. Thornburg .lr., D. J. DeShazer, G. D. VanWiggeren, S. Zhu, P. Ashwin and R. Roy. Phys. Rev. E, 59:4036, 1999.
- [49] Govind P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, 2001.
- [50] http://www.brimrose.com/Index/HomeFile/Products/aoDevices_file/aco_files/aointro.pdf
- [51] http://products.jdsu.com/assets/public/pdf/2700pump_ds_cc_ae.pdf
- [52] <http://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partNumber=PM122>
- [53] <http://www.newport.com/store/genproduct.aspx?id=139699&lang=1033&Section=Spec>
- [54] http://www.tek.com/site/ps/0,,41-12482-INTRO_EN,00.html
- [55] http://www.tek.com/site/ps/0,,76-18656-INTRO_EN,00.html
- [56] http://www.ofr.com/fo-31_fb-pam.htm
- [57] http://www.fibercore.com/isogain_metrogain.php