



UNIVERSITAT POLITÈCNICA
DE CATALUNYA



**Departament de Teoria
del Senyal i Comunicacions**



UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

TESIS DOCTORAL

***TÉCNICAS PARA MINIMIZAR LA DEGRADACIÓN
PROVOCADA POR LA POLARIZACIÓN EN LAS
COMUNICACIONES POR FIBRA ÓPTICA***

Autor: Jaume Comellas Colomé

Director: Prof. Josep Prat Gomà

.1400382289

T 99/48



UNIVERSITAT POLITÈCNICA
DE CATALUNYA

Biblioteca Rector Gabriel Ferraté
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

Indice

1. Introducción.	
1.1. Evolución histórica y estado del arte de las comunicaciones por fibra óptica.	1.1
1.2. La polarización de la luz en las comunicaciones por fibra óptica.	1.2
1.3. Objetivos y estructura.	1.5
2. La polarización de la luz y su variación en fibras ópticas.	
2.1. Introducción	2.1
2.2. Grado de coherencia de la luz. Grado de polarización	2.7
2.3. Parámetros de Stokes. Cálculo de Mueller	2.13
2.4. Cálculo de Jones	2.16
2.4.1. Conexión cálculo de Jones-cálculo de Mueller	2.17
2.5. Esfera de Poincaré	2.20
2.6. Teoría de los modos de polarización acoplados	2.23
2.6.1. Método de diagonalización	2.26
2.7. Evolución del SOP de la luz en fibras ópticas	2.29
2.7.1. Mecanismos intrínsecos causantes de birrefringencia	2.29
2.7.2. Mecanismos extrínsecos causantes de birrefringencia	2.31
2.7.3. Variación temporal y frecuencial	2.39
Referencias	2.42
3. Efectos debidos a la polarización en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica.	
3.1. Introducción	3.1
3.2. Sistemas coherentes	3.2
3.2.1. Control de la polarización	3.3
3.2.2. Diversidad de polarización	3.7
3.3. Sistemas MI-DD	3.12
3.3.1. PMD	3.13
3.3.1.1. Solución a la PMD	3.16
3.3.2. PDG	3.16
3.3.2.1. Polarization Hole Burning (PHB)	3.19
3.3.2.2. Solución a la PDG	3.19
3.3.3. PDL	3.19
Referencias	3.21
4. Realizaciones.	
4.1. Introducción	4.1
4.2. Controladores de polarización	4.2
4.2.1. Algoritmos de control	4.2
4.2.1.1. Alternativas para el gobierno sin fin de controladores de polarización	4.2
4.2.1.2. Algoritmos propuestos	4.8
4.2.1.2.1. Algoritmo de generación de SOP lineales mediante	



dos retardadores	4.8
4.2.1.2.2 Algoritmo para generar cualquier SOP con dos retardadores	4.12
4.2.1.2.3 Algoritmo con tres retardadores y reseteo secuencial	4.15
4.2.1.2.4 Algoritmo con cuatro retardadores sin reseteo	4.19
4.2.1.2.5 Algoritmo de generación de cualquier SOP con dos rotadores	4.24
4.2.2. Controlador de la polarización basado en el efecto Faraday	4.26
4.2.2.1. El efecto Faraday	4.26
4.2.2.1.1. Constante de Verdet para fibra óptica monomodo	4.31
4.2.2.2. Construcción del controlador	4.34
4.2.2.3. Integración en un receptor coherente	4.36
4.2.3. Controlador de la polarización basado en celdas de cristal líquido	4.40
4.2.3.1. El cristal líquido como medio anisótropo	4.40
4.2.3.2. Funcionamiento del controlador	4.45
4.2.3.3. Integración en un receptor coherente	4.47
4.3. Aleatorizador de la polarización basado en el efecto Faraday	4.50
4.3.1. Construcción	4.50
4.3.2. Caracterización	4.53
4.3.2.1. Medida del DOP aparente	4.56
4.3.3. Medidas en entornos reales	4.57
4.3.3.1. Recepción coherente con variaciones forzadas de la polarización	4.57
4.3.3.2. El aleatorizador en un interferómetro Mach-Zehnder	4.59
Referencias	4.61

1 Introducción.

1.1. Evolución histórica y estado del arte de las comunicaciones por fibra óptica.

Desde que se consiguió la transmisión por fibra óptica en los años 70, las redes de telecomunicaciones iniciaron una migración hacia este medio en detrimento del cobre. En el último decenio los avances más significativos realizados en las comunicaciones de alta capacidad han tenido lugar en el área de las comunicaciones por fibra óptica. Inicialmente, la fibra se utilizó en la red de transporte para la interconexión de centrales de conmutación con enlaces punto a punto. Permitía alta capacidad con bajo coste, con pocos o ningún repetidor entre centrales. Inicialmente los enlaces son de señales plesiócronas (2, 8, 34, 144 Mbit/s) pero la aparición de nuevos servicios obliga a una rápida respuesta a la demanda de los usuarios, lo que trae mayor versatilidad y capacidad. Así, se ha desarrollado la Jerarquía Digital Síncrona (JDS), que simplifica la estructura de multiplexación y permite una eficiente planificación y reestructuración de la red, así como la observación continua de las prestaciones de la comunicación y la rápida restauración del servicio en caso de fallo. Las velocidades de transmisión normalizadas en la JDS son múltiplos del nivel de transmisión básico STM-1 de 155 Mbit/s: 622, 2.488 y, en la actualidad, 10 y hasta 20 Gbit/s.

El siguiente paso en el desarrollo de las comunicaciones por fibra óptica consiste en su extensión a la red de acceso para grandes usuarios, con enlaces punto a punto, y también enlaces de acceso compartido, mediante redes ópticas pasivas (PON), con lo que empieza a reemplazar al par de cobre que ha subsistido durante más de 100 años. La red de acceso es la de mayor escala y la más crítica en términos de costes, por lo que cualquier cambio supone un notable impacto y una inversión importante. La plataforma de la red actual está diseñada para ofrecer servicios de banda estrecha, básicamente de telefonía, por lo que el interés creciente en servicios de banda ancha debe llevar, a largo plazo, a la migración total hacia la fibra óptica. Este cambio supone un replanteamiento de todos los aspectos del diseño de redes de telecomunicación y, en estos momentos, la instalación de fibra sobre la base de servicios de banda estrecha se realiza con la previsión de que podrá ser fácilmente actualizada para soportar la banda ancha. La transición hacia la fibra puede verse acelerada por la demanda de distribución de CATV.

Por otro lado también han emergido redes de área local en centros de negocios con tecnología de banda ancha, apropiada para la transmisión rápida de ficheros entre ordenadores, con conmutación descentralizada de paquetes. De esta forma se ha asentado la Red Digital de Servicios Integrados de banda ancha (BISDN) como norma estándar para este tipo de redes, que utiliza el esquema de transmisión de paquetes en modo asíncrono ATM, que ha sido reconocido rápidamente como el estándar que ofrece mayor versatilidad y efectividad para integrar cualquier tipo de servicio.

La evolución de las redes, tanto de transporte, como de acceso, área local o metropolitana, está ligada al desarrollo actual de la tecnología optoelectrónica y a la demanda de sistemas de banda ancha. El ancho de banda de transmisión de la fibra óptica, de unos 25.000 GHz, permite que, por primera vez, la tecnología de la telecomunicación pueda utilizar un medio de transmisión prácticamente ilimitado. No hay duda que la tecnología hará uso de ello, a través de distintas técnicas: multiplexación en el tiempo (TDM) a muy alta velocidad, o particularmente a través de técnicas de multiplexación de longitud de onda (WDM), también llamadas de multiplexación de frecuencia óptica (OFDM) especialmente cuando se realiza detección coherente y filtrado en el dominio eléctrico. En TDM, el esfuerzo de investigación se concentra en alcanzar velocidades de transmisión de 10 GBit/s e incluso superiores, pero la limitación electrónica y la dispersión hacen que la utilización real de la capacidad de transmisión de la fibra pueda ser alcanzada únicamente mediante técnicas de multiplexación óptica OFDM. Es por ello que dicha técnica puede tener un papel importante en las futuras telecomunicaciones en sus diversas vertientes: enlaces de transporte de largo alcance, redes de acceso y de distribución de televisión y redes locales. Esta técnica permite además multiplicar la capacidad y los servicios sin perturbar al resto de los usuarios ya existentes. La selección en el receptor del canal OFDM deseado se realiza a través de la utilización de un receptor sintonizable, al contrario de los sistemas convencionales en que se modula en intensidad óptica y se detecta directamente la potencia óptica a la salida de la fibra (MI-DD).

Los enlaces de transporte (asociados a largo alcance y alta capacidad de transmisión) con técnicas OFDM disponen a su entrada de varios transmisores a diferentes frecuencias y de los correspondientes receptores a la salida sintonizados a las diferentes frecuencias ópticas. Para compensar la atenuación de la fibra y de los acopladores pueden insertarse en el enlace amplificadores ópticos. Incluso los enlaces transoceánicos se están diseñando sin repetidores regenerativos, únicamente con amplificadores ópticos de fibra dopada, con el propósito de simplificar el enlace y disponer de enlaces transparentes que permitan el progreso futuro de MI-DD a OFDM. Dichos amplificadores tienen un ancho de banda suficiente para amplificar un número elevado de portadoras ópticas simultáneamente. En una primera generación de enlaces OFDM se utilizarán amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA), pero para disponer de todo el ancho de banda de la fibra en una segunda generación se podrían usar amplificadores ópticos semiconductores ya que no están restringidos en longitud de onda, una vez que se superen sus problemas de reflexiones residuales y dependencia de la polarización.

En las redes de área local, que actualmente operan con una única portadora óptica y con las señales de los usuarios multiplexadas en tiempo, el incremento progresivo de necesidad de ancho de banda y del número de usuarios llevará al requerimiento de velocidades de transmisión extremadamente elevadas en el interfaz de usuario. En este caso la multiplexación en combinación con las redes pasivas ofrecen la posibilidad de realizar sistemas muy flexibles y de gran capacidad. Los usuarios se interconectan a través de acopladores ópticos en estrella; cada uno emite a una frecuencia asignada y el múltiplex resultante es redistribuido a los usuarios.

Después de ver los posibles ámbitos de aplicación de las técnicas de multiplexación ópticas, cabe considerar los tipos y características de dichas técnicas. Básicamente se distinguen por la estructura del receptor: sistemas de detección directa con filtrado óptico (WDM) y sistemas coherentes (OFDM). En los primeros la selección de la portadora óptica del múltiplex se realiza mediante un filtro óptico y la detección de la señal es convencional (MI-DD). En los

sistemas coherentes la recepción es heterodina mediante un láser oscilador local que se sintoniza a la frecuencia óptica del canal deseado; el filtrado de la señal es por tanto en frecuencia a nivel eléctrico (de ahí el término FDM en lugar de WDM).

La comparación de prestaciones entre ambos sistemas es similar a la que se hizo en su día de los receptores de radio heterodinos respecto a los receptores anteriores: capacidad de sintonía y selectividad muy superiores. Además en la recepción óptica el proceso de heterodinaje con un láser oscilador local potente tiene un efecto de preamplificación antes del proceso ruidoso de fotodetección. Ello supone una mejora importante de la sensibilidad, de entre 10 y 20 dB, lo que se traduce en un incremento de decenas de Km en la distancia emisor-receptor.

En los últimos años, sin embargo, tras los avances realizados en el tratamiento de fibra dopada con tierras raras, los amplificadores ópticos han pasado a ser dispositivos plenamente comerciales. En estas circunstancias sí son comparables los sistemas coherentes por un lado, y los sistemas WDM con preamplificador óptico por otro, considerando prestaciones y complejidad.

La tecnología en filtros ópticos sintonizables ha hecho avances significativos. Se han desarrollado filtros con alta selectividad, alta capacidad de sintonía y bajas pérdidas de inserción.

En cualquier caso, comparando los experimentos publicados de cada una de las dos técnicas de multiplexación óptica, la separación entre las portadoras ópticas es siempre muy superior (alrededor de un orden de magnitud) en el caso de filtrado óptico y detección directa que en sistemas coherentes, en los que la separación entre canales está únicamente limitada por la estabilidad de los láseres y el solapamiento de los espectros de modulación.

Por los motivos expuestos puede concluirse que los sistemas coherentes son superiores en cuanto a prestaciones a los sistemas de detección directa incluso con preamplificador óptico, aunque con una complejidad superior hoy por hoy. Los sistemas coherentes pueden verse como una futura reconversión de la capacidad de la red que inicialmente opera con WDM, y que fácilmente puede incorporar OFDM, para incrementar la eficiencia de banda. Hoy día también se proponen nuevas arquitecturas en las que ambas técnicas representan dos niveles jerárquicos distintos coexistentes en una red múltiplex, junto con los niveles de multiplexación en el tiempo y en el espacio.



1.2. La polarización de la luz en las comunicaciones por fibra óptica.

Aunque la polarización de la luz fue descubierta en el siglo XVII y sus efectos en las fibras fueron vistos desde los primeros trabajos en 1960, históricamente ha desempeñado un papel menor en el ámbito de las comunicaciones por fibra óptica. La razón principal de ello se encuentra en que los receptores comerciales son sólo sensibles al nivel de potencia óptica incidente y por lo tanto insensibles a la polarización.

En los últimos años la importancia de la polarización en las comunicaciones ópticas ha crecido notablemente como resultado de tres grandes desarrollos:

1. La aparición de la amplificación óptica ha hecho que se produzca un gran incremento en las longitudes de fibra monomodo así como en el número de dispositivos ópticos que debe atravesar la luz sin regenerarse. Como resultado de ello, pequeños efectos como la diferencia de retardos entre los modos ortogonales o las pequeñas diferencias entre las pérdidas de inserción para esos modos, pueden acumularse debido a la gran distancia a recorrer, por lo que se convierten en un parámetro a considerar en el diseño de los sistemas.
2. La posibilidad de la detección coherente en la cual el receptor es sensible al batido de los dos haces de luz y no sólo a la potencia, ha llevado también a tener que considerar el tratamiento de la polarización como uno de los puntos de investigación importantes.
3. La última razón por la que la polarización se ha convertido en un tema fundamental es el impresionante incremento que se ha dado en las velocidades de transmisión, que de nuevo lleva a que pequeños efectos se vuelvan importantes por el extremadamente pequeño tiempo de bit.

Así pues, queda claro que en los sistemas actuales y futuros los problemas relacionados con la polarización son uno de los escollos a salvar. El origen de los efectos de la polarización en la fibras es la no idealidad de las mismas. La estructura no perfectamente cilíndrica de la fibra óptica llevará a las distintas componentes transversales de los campos a ver índices de refracción ligeramente diferentes con lo que se producirá acoplo de energía de un modo al ortogonal y diferencias de retardo entre los modos.

Las imperfecciones de la fibra no son predecibles (sus causas van desde la propia fabricación hasta los esfuerzos a que se vea sometida tras su instalación) por lo que se hace difícil una caracterización del problema. Se tratará de un fenómeno estadístico por lo que no se puede solucionar de forma determinista.

1.3. Objetivos y estructura.

Este trabajo se enmarca dentro del ámbito de la búsqueda de soluciones a los efectos provocados por la polarización en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica. Los objetivos marcados inicialmente se circunscribieron al campo de la detección coherente. El objetivo fundamental era el estudio de las diversas técnicas para solucionar los desvanecimientos por desadaptación de las polarizaciones en este tipo de receptores. Sin embargo, en el trabajo que se presenta se han incluido también realizaciones encaminadas a los sistemas MI-DD, hacia las cuales se han volcado nuestros esfuerzos durante el periodo de duración del mismo. Aunque se trata de filosofías totalmente distintas, prácticamente todas las realizaciones pensadas para los sistemas coherentes podrán aplicarse también a los sistemas MI-DD por lo que no debe pensarse en aplicaciones excluyentes.

Los objetivos concretos del trabajo son:

- Estudio analítico de la variación de la polarización de la luz en fibras ópticas.
- Estudio de las diferentes soluciones al problema de la polarización en los receptores coherentes.
- Desarrollo de diferentes dispositivos para el control de la polarización de la luz, así como de algoritmos para el gobierno de los mismos.
- Integración de todos los dispositivos desarrollados en un receptor coherente real. Se presentan las diversas alternativas implementadas y las características principales de cada una de ellas.
- Estudio de los efectos de la polarización en los sistemas MI-DD de última generación y aplicación de los dispositivos diseñados a su solución.

Todo este trabajo se organiza en cuatro capítulos (además de esta introducción):

- En el primero de ellos (Capítulo 2) se presenta una recopilación de las herramientas analíticas necesarias para el tratamiento de la polarización así como el estudio de las causas de la variación de la luz en fibras ópticas y los primeros resultados obtenidos. Estos resultados se corresponden con medidas realizadas sobre fibra y simulaciones del comportamiento de la misma y representan la justificación de todo el trabajo posterior.
- El Capítulo 3 está dedicado al estudio concreto de los diferentes problemas ocasionados por la polarización y en él se hace una división entre los sistemas coherentes y los sistemas MI-DD. De nuevo aparecen algunos resultados: por un lado, las prestaciones del receptor

heterodino con diversidad de polarización. Por otro, algunas predicciones sobre los valores que puede tomar la dispersión debida a la polarización en enlaces reales.

- La última parte del trabajo (Capítulo 4) contiene el grueso de las aportaciones llevadas a cabo. Se presentan aquí todos los dispositivos diseñados y construidos así como los diferentes algoritmos propuestos para el control de la polarización. Se exponen asimismo las medidas realizadas para la caracterización de los mismos.
- Finalmente en el Capítulo 5 se resumen las conclusiones a las que se ha podido llegar tras todo el trabajo realizado así como las líneas de trabajo que quedan abiertas.

2 La polarización de la luz y su variación en fibras ópticas.

2.1. Introducción.

El comportamiento de la luz como campo electromagnético hace que las ecuaciones de Maxwell apliquen en la resolución de problemas relacionados con su propagación. La única particularidad en la formulación de las ecuaciones de Maxwell en fibra óptica respecto a otros dominios se encuentra en la permitividad dieléctrica ϵ_r , que es expresada en función del índice de refracción, n . La ecuación que relaciona estos parámetros es:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.1)$$

A pesar de su simplicidad esta ecuación tiene una importancia fundamental pues conecta el parámetro n , el cual describe las propiedades ópticas del medio, con el parámetro ϵ_r que describe sus propiedades eléctricas.

La formulación matemática de las ecuaciones de Maxwell en cualquier sistema de coordenadas podrá encontrarse en cualquier libro de teoría electromagnética [2.1] y será obviada aquí. Usaremos sólo algunas formas simplificadas de estas ecuaciones para el modelo ideal de fibra óptica analizado. Consideraremos funciones armónicas del tiempo por lo que su derivada temporal equivale a un número complejo, $\frac{d}{dt} = j\omega$. El modelo ideal de fibra será recto y de longitud infinita. El medio se asumirá uniforme en la dirección de propagación (invariante en z), por lo que las componentes longitudinales y transversales de los campos serán separables. La solución para la componente z será $e^{-j\beta z}$ donde β es la constante de propagación. De nuevo tendremos que $\frac{d}{dz} = -j\beta$. Se cumplirá pues que la dependencia (t,z) de los campos será del tipo $e^{j(\omega t - \beta z)}$. Obsérvese que un exponente negativo para z se entenderá como una onda hacia z mientras el cambio de signo en este exponente indicará dirección $-z$. Una vez separadas t y z deberemos manejar un conjunto de ecuaciones sólo en las variables transversales, (x,y) en cartesianas o (r,ϕ) en coordenadas cilíndricas. Las soluciones describen las distribuciones transversales de los campos que, asociados a la variación ondulatoria ya vista, permiten representar el campo en el medio concreto que sea estudiado.

Las soluciones transversales particulares que contemplen las condiciones de contorno específicas del modelo de fibra óptica son comúnmente llamadas modos propios de la fibra óptica. Los modos propios no son soluciones triviales sino que se trata, en general, de modos híbridos que contienen las seis componentes del campo. Su tratamiento matemático será de gran dificultad si no se aplican algunas aproximaciones.

El primer paso en la simplificación consiste en considerar el revestimiento de la fibra de grosor infinito. Por tanto, la fibra consistirá simplemente en un cilindro dieléctrico de radio a envuelto por un medio de índice de refracción menor. El segundo paso estriba en el hecho de que en fibras ópticas reales los índices de refracción del núcleo y el revestimiento

son prácticamente idénticos. Ello hace que se aplique la condición de **guiado débil** que permite llegar a soluciones más simples para los modos propios.

Una contribución teórica importante en la simplificación del estudio de fibra óptica es la consideración de los modos propios como **linealmente polarizados** (modos LP). Aparentemente, los modos LP no pueden representar soluciones exactas en una fibra ya que las componentes longitudinales no son realmente nulas. Sin embargo, los modos LP son mucho más tratables matemáticamente y son ampliamente recurridos en problemas de fibra óptica. Supóngase el modelo de fibra de revestimiento ∞ descrito anteriormente. La condición de contorno requiere continuidad de las componentes tangenciales de los campos (E_z , H_z , E_y y H_y). La condición de **guiado débil** equivale a considerar

$$\Delta = (n_1 - n_2)/n_2 \ll 1 \tag{2.2}$$

donde Δ es la diferencia relativa de índices y n_1 , n_2 son los índices de refracción del núcleo y el revestimiento respectivamente. Bajo esta condición el campo en el núcleo [2.2] se considera con la forma, (supóngase contenido en el eje y)

$$E_y = C J_1\left(\frac{ur}{a}\right) \cos l\varphi \tag{2.3}$$

donde $C = \frac{E_1}{J_1(u)}$ si se considera E_1 como el campo en la transición núcleo-revestimiento ($r=a$, $\varphi=0$). Las funciones de Bessel son adecuadas para representar los campos en el núcleo. Para modos guiados, el campo fuera del núcleo debe ser evanescente. Las funciones modificadas de Hankel (K_ρ) son indicadas para representar este campo pues caen exponencialmente para r grande.

La última aproximación consiste en considerar los campos como los de una onda transversal plana, con lo que si el campo eléctrico es de orientación y, el campo magnético se encontrará en la dirección x y tendrá la forma

$$H_x = -\frac{n}{Z_0} E_y \tag{2.4}$$

donde $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ es la impedancia del vacío y n el índice de refracción del medio.

Se llega pues a las expresiones para los campos transversales

$$E_y = -H_x \begin{Bmatrix} z_0 \\ n_1 \\ z_0 \\ n_2 \end{Bmatrix} = E_1 \begin{Bmatrix} J_1(ur/a) \\ J_1(u) \\ K_1(wr/a) \\ K_1(w) \end{Bmatrix} \cos l\varphi \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{núcleo} \\ \text{revestimiento} \end{array} \right\} \tag{2.5}$$

En esta última ecuación u y w están relacionadas con la constante de propagación β según,

$$\begin{aligned} u &= a (k^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} \\ w &= a (\beta^2 - k^2 n_2^2)^{1/2} \end{aligned} \tag{2.6}$$

donde $k = \omega(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} = 2\pi/\lambda$ es el número de onda en el espacio libre. La elección de un coseno para la distribución acimutal es lógica por cuanto debe ser necesariamente periódica. Para modos guiados u y w deben ser reales por lo que deberá cumplirse que

$$n_1 k \geq \beta \geq n_2 k \tag{2.7}$$

Para $l=0$ el campo eléctrico podrá estar contenido en el eje x o en el y por lo que deben existir dos soluciones independientes ortogonales para cada modo. De este hecho se desprende el concepto de polarización de la luz. Ello implica que aun suponiendo un único modo para una fibra, existirán realmente dos con polarizaciones ortogonales. Será este un punto crucial a lo largo de todo el trabajo pues se deriva de ello la mayoría de problemas asociados a la polarización en fibras ópticas. En capítulos posteriores se tratará con mayor detalle. Se entiende como modo propio una estructura de campo transversal invariante en la dirección de propagación (z). Ello quiere decir que al propagarse sufrirá sólo un cambio de fase ($-\beta z$ para el modo hacia $+z$). Este comportamiento implica que cada modo propio puede describirse como $Ce^{-j\beta z}$ (con C constante) y que satisfará la ecuación diferencial independiente $\frac{d\alpha_i}{dz} = -j\beta_i \alpha_i$ (con $i=1,2$ si se trata de una fibra óptica monomodo). Cualquier desviación de este modelo ideal supondrá intercambio de potencia entre los modos de forma que cada uno de ellos dejará de satisfacer una ecuación diferencial independiente. Ambos modos interactuarán, viniendo esta interacción determinada por un par de ecuaciones diferenciales simultáneas llamadas **ecuaciones de los modos de polarización acoplados** que explicarán en gran medida las variaciones de la polarización en fibras ópticas y a cuyo estudio dedicaremos la **sección 2.6**.

Como primer paso en el estudio analítico de la polarización de la luz, obviaremos el medio por el que se propaga (la fibra óptica) y centraremos nuestra atención en el hecho de que, sea cual sea este medio, la luz puede aproximarse por un campo electromagnético transversal. Olvidaremos pues la forma concreta de los modos apoyándonos simplemente en el hecho de que se trata de constantes (C). En general, para el estudio de la polarización ignoraremos el campo magnético y estudiaremos solamente la distribución de campo eléctrico en el plano transversal (x, y). Este campo podrá expresarse como

$$E = E_x x + E_y y \tag{2.8}$$

donde

$$E_x = A \cos(\omega t - \beta z + \phi_x) = \text{Re} \{ A e^{j(\omega t - \beta z + \phi_x)} \} \tag{2.8a}$$

$$E_y = B \cos(\omega t - \beta z + \phi_y) = \text{Re} \{ B e^{j(\omega t - \beta z + \phi_y)} \} \tag{2.8b}$$

Si se usa ϵ para representar la diferencia de fase entre las componentes

$$\epsilon = \phi_y - \phi_x$$

puede expresarse el campo como

$$E(x,y,z,t) = (A x + B e^{j\epsilon} y) e^{j(\omega t - \beta z + \phi_x)} \tag{2.9}$$

Si, fijando z , se dan valores crecientes para t , es claro [2.3] que la figura descrita por el campo en el plano xy se corresponde con una elipse que toma como casos límite la recta (elipse con uno de sus ejes nulos) y la circunferencia (ambos ejes iguales).

En general, la elipse está inclinada un ángulo ψ respecto al eje horizontal, es decir, ψ es el ángulo comprendido entre el eje mayor de la elipse y dicho eje y se conoce como inclinación. Lo podemos identificar en el siguiente gráfico:

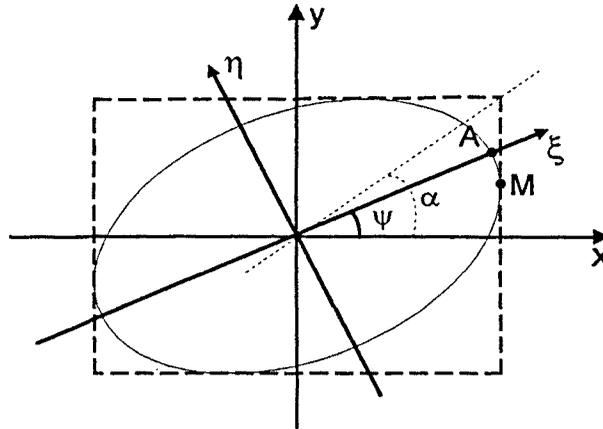


Figura 2.1. Representación de la elipse de polarización de la luz.

El segundo parámetro que define la elipse es la elipticidad, que se define como la relación entre los ejes mayor y menor de la misma, y se expresa como un ángulo, χ , a partir de esa relación.

Para calcular todos los parámetros del SOP hay que referenciar las componentes del campo respecto de los ejes mayor y menor de la elipse, constituidos como nuevo sistema de coordenadas. Así obtendremos el valor de las componentes del campo en los nuevos ejes ξ y η , en función de su valor en los antiguos ejes de referencia x e y .

El cambio de coordenadas se efectúa mediante una simple rotación de ejes:

$$\begin{aligned} E_{\xi} &= E_x \cdot \cos \psi + E_y \cdot \sin \psi \\ E_{\eta} &= -E_x \cdot \sin \psi + E_y \cdot \cos \psi \end{aligned} \tag{2.10}$$

La primera consecuencia es que de tener un desfase cualquiera entre las componentes del campo referidas al sistema de coordenadas original, pasamos a tener un desfase de $\pi/2$ en las nuevas expresiones, es decir, están en cuadratura de fase.

Tenemos un cambio de expresiones y de referencia temporal al pasar al nuevo sistema:

Antes:	$E_x = A \cdot \cos \omega t$	Ahora:	$E_{\eta} = \pm b \cdot \sin(\tau + \delta_o)$
(1)	$E_y = B \cdot \cos(\omega t \pm \varepsilon)$	(2)	$E_{\xi} = a \cdot \cos(\tau + \delta_o)$

(2.11)

donde las coordenadas (1) tienen su referencia temporal cuando el campo está apuntando a M , y el sistema (2) tiene su origen sobre el punto A .

Para obtener la inclinación y la elipticidad debemos conocer a y b , al menos en función de A y B . Desarrollando las diversas ecuaciones que hemos tratado hasta ahora, obtenemos:

$$\begin{aligned} a \cdot \{ \cos \tau \cdot \cos \delta_o - \sin \tau \cdot \sin \delta_o \} &= A \{ \cos \tau \cdot \cos \psi \} + B \{ \cos \tau \cdot \cos \varepsilon - \sin \tau \cdot \sin \varepsilon \} \cdot \sin \psi \\ \pm b \cdot \{ \sin \tau \cdot \cos \delta_o + \cos \tau \cdot \sin \delta \} &= -A \cdot \cos \tau \cdot \sin \psi + B \cdot \{ \cos \tau \cdot \cos \varepsilon - \sin \tau \cdot \sin \varepsilon \} \cdot \cos \psi \end{aligned} \tag{2.12}$$

Igualando las componentes de $\cos \tau$ y $\sin \tau$, para eliminar la variable t , carente de importancia para el resultado final, y elevando al cuadrado para a continuación sumar las

ecuaciones, con lo que también eliminamos la otra variable temporal, τ , se llega finalmente a que:

$$\begin{aligned} a^2 &= A^2 \cdot \cos^2 \psi + B^2 \cdot \sin^2 \psi + 2AB \cdot \cos \psi \cdot \sin \psi \cdot \cos \varepsilon \\ b^2 &= A^2 \cdot \sin^2 \psi + B^2 \cdot \cos^2 \psi - 2AB \cdot \cos \psi \cdot \sin \psi \cdot \cos \varepsilon \end{aligned} \quad (2.13)$$

Con lo que fácilmente podemos ver que: $a^2 + b^2 = A^2 + B^2$, lógicamente, puesto que ambas expresiones se refieren al mismo campo y por lo tanto la potencia de este se debe expresar correctamente en las dos.

Operando con las expresiones obtenidas se llega a que:

$$\mp a \cdot b = A \cdot B \cdot \sin \varepsilon \quad (2.14)$$

$$(A^2 - B^2) \cdot \sin^2 \psi = 2AB \cdot \cos(2\psi) \cdot \cos \varepsilon \quad (2.15)$$

es decir, que podemos relacionar directamente la inclinación ψ con los parámetros ya conocidos del campo:

$$\tan(2\psi) = \frac{2AB}{A^2 - B^2} \cdot \cos \varepsilon \quad (2.16)$$

Ahora resta tan sólo conocer la Elipticidad χ de la elipse, definida como la relación entre sus ejes mayor, a , y menor, b :

$$\tan \chi = \pm \frac{b}{a}, \quad -\pi/4 \leq \chi \leq +\pi/4 \quad (2.17)$$

El valor numérico de χ expresa la relación entre los ejes de la elipse, y el signo distingue el sentido de la descripción de la figura por el campo, siendo una circulación a izquierdas si el signo es negativo, y a derechas si el signo es positivo. Este signo viene determinado por la propia diferencia de fases entre las componentes E_x y E_y , $\pm \varepsilon$, y como podemos comprobar por comparación, se considera el mismo convenio que para el caso de polarización circular.

Para hallar una fórmula que relacione la elipticidad con los datos que conocemos, establecemos:

$$\tan \alpha = \frac{B}{A} \quad \tan(2\alpha) = \frac{2AB}{A^2 - B^2} \quad (2.18)$$

y de las ecuaciones anteriores, se llega a:

$$\sin(2\chi) = -\sin(2\alpha) \cdot \sin \varepsilon, \quad -\pi/4 \leq \chi \leq +\pi/4 \quad (2.19)$$

Han quedado pues establecidos los dos parámetros que determinan completamente cualquier estado de polarización (SOP): la inclinación y la elipticidad.

Alternativamente y con la mirada puesta en el manejo cómodo del estado de polarización de la luz, se usará una expresión en forma matricial

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A \\ B e^{j\varepsilon} \end{bmatrix} e^{j(\alpha t - \beta z + \phi t)} \quad (2.20)$$

El vector columna del término de la derecha contiene toda la información necesaria para el conocimiento de la polarización del campo y se denomina vector de Jones. R.C.Jones [2.3]

propuso un sistema algebraico para el tratamiento de la luz polarizada que será revisado en la **sección 2.3**. En él, cualquier dispositivo que provoque cambios en la polarización podrá representarse mediante una matriz 2×2 (matriz de Jones) de forma que podrá conocerse la polarización de la luz a su salida mediante un simple producto matricial.

El cálculo de Jones presupone que la luz sea totalmente polarizada. Ello implica que deberá tratarse de campos monocromáticos y así se han supuesto hasta aquí. Sin embargo, los campos monocromáticos no tienen sentido físico dado que deberían extenderse en la totalidad del espectro. Cualquier campo real debe tener, evidentemente, una distribución espectral finita.

Analíticamente esta anchura espectral puede representarse mediante cierta variación temporal de A , B , ϕ_x y ϵ en la ec.(2.9). Ello significará que las componentes x e y del campo electromagnético dejarán de estar absolutamente correladas. Si la variación temporal de los parámetros que fijan la polarización es rápida, la decorrelación será mayor y entenderemos que se trata de luz no polarizada (su polarización instantánea varía mucho más rápido que los intervalos de tiempo de observación). La mayoría de fuentes ordinarias de luz (como el sol o una lámpara incandescente) producen luz no polarizada. En el extremo opuesto se encontrará la luz producida por un láser monomodo, que podrá aproximarse por luz totalmente polarizada. En la **sección 2.2** se discutirá acerca del grado de polarización de la luz, y los resultados obtenidos serán de suma importancia en el estudio de alguno de los dispositivos realizados (aleatorizadores de la polarización) en este trabajo. Un nuevo sistema matricial, (vectores de Stokes y matrices de Mueller), que será visto en la **sección 2.4**, nos permitirá manejar este tipo de luz no totalmente polarizada.

En la **sección 2.5** se presenta una herramienta gráfica para la representación del estado de polarización (SOP). Se trata de la esfera de Poincaré, que tendrá gran importancia en prácticamente todos los capítulos posteriores. Así, permitirá entender fácilmente las transformaciones aplicadas en los algoritmos para el control de la polarización, o visualizar el margen de variación conseguido con un elemento retardador. La importancia de la esfera de Poincaré queda patente si se considera que el medidor de polarización utilizado (HP 8509B Lightwave Polarization Analyzer) presenta sus resultados en ella.

Finalmente, la **sección 2.7** trata la evolución de la polarización de la luz que se propaga por una fibra óptica. Además del tratamiento analítico de este fenómeno, que es seguramente el punto de partida de todo el trabajo, se presentan en este apartado los primeros resultados prácticos obtenidos: entre ellos cabe destacar la variación del SOP con la frecuencia y con la temperatura en enlaces de fibra. Como se vio en el capítulo introductorio, la aleatoriedad de la polarización es la causa de toda la problemática tratada lo que hace de ésta una sección sumamente importante.

2.2. Grado de coherencia de la luz. Grado de polarización.

Aunque para la mayoría de situaciones que se estudiarán a lo largo de este trabajo será suficiente considerar los modos que se propagan en una fibra como ondas monocromáticas transversales, debe quedar claro que este tipo de onda no es más que una idealización físicamente imposible. Cualquier haz de luz tendrá una anchura espectral finita ($\Delta\nu$) por lo que sólo se asemejará de manera relativa a una onda monocromática. Esta imperfección, aun asumiendo su inevitabilidad, será sólo importante en algunas aplicaciones. La más clara de ellas la encontraremos, de entre los objetivos de este trabajo, en la interferencia entre dos ondas, donde la ausencia de monocromaticidad provocará cierta tolerancia en las leyes de la interferometría que influirán en los resultados obtenidos.

Considérese el campo asociado a un haz de luz no estrictamente monocromática de frecuencia media ν . Focalizaremos nuestra atención en las perturbaciones inducidas por este campo en dos puntos r_1 y r_2 . Supongamos que el medio es el vacío y que r_1 y r_2 se encuentran lejos de la fuente. Puede esperarse que, si r_1 y r_2 se encuentran muy próximos, las fluctuaciones de amplitud y de fase de ambos puntos no serán independientes sino que estarán fuertemente correladas. Se denomina región de coherencia de un campo alrededor de un punto a la distancia máxima a ese punto en la cual exista correlación entre los efectos provocados por el campo en ambos puntos. Para un campo monocromático la región de coherencia sería todo el espacio. Describimos este tipo de luz como totalmente coherente o, simplemente, coherente. En general, cualquier haz de luz real será parcialmente coherente. La región de coherencia ΔL vendrá dada por

$$\Delta L = \frac{c}{\Delta\nu} = c\Delta t \quad (2.21)$$

donde c es la velocidad de la luz en el medio y donde ha quedado definido el tiempo de coherencia de la luz (Δt) como el inverso de su anchura espectral. Para el estudio de la coherencia de los campos se emplea la función de correlación cruzada [2.4] la cual viene dada por

$$\Gamma_{12}(r_1, r_2, t_1, t_2) = \langle u(r_1, t_1)u^*(r_2, t_2) \rangle \quad (2.22)$$

donde $u(r,t)$ es la función compleja escalar que representa una de las componentes del campo electromagnético asociado a la luz en el punto r y en el instante t , $\langle \dots \rangle$ representa el promedio y $*$ el complejo conjugado. Si el campo es estacionario esta función es independiente del origen de tiempos por lo que puede representarse como

$$\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau) = \langle u(r_1, t)u^*(r_2, t + \tau) \rangle \quad (2.23)$$

Se define el grado de coherencia complejo (γ) como

$$\gamma = \gamma_{12}(r_1, r_2, \tau) = \frac{\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(r_1, r_1, 0)\Gamma_{22}(r_2, r_2, 0)}} \quad (2.24)$$

donde $\Gamma_{ii}(r_i, r_i, 0)$ es la función de autocorrelación que, como $\tau=0$, se corresponde con la intensidad del campo en el punto r_i . Se cumplirá siempre por tanto que $|\gamma(r_1, r_2, \tau)| \leq 1$. Cuando $\gamma=1$ el campo es totalmente coherente, lo cual significa que los valores del campo

para cualquier par de puntos se encuentran correlados para todos los retardos de tiempo. La condición necesaria para $\gamma=1$ es la monocromaticidad. En el otro extremo ($\gamma=0$) se encontraría la luz completamente incoherente. El campo asociado a luz real satisfará siempre la inecuación $0 < |\gamma| < 1$. Para la mayoría de aplicaciones que se presentan en este trabajo se han utilizado láseres monomodo, cuya anchura espectral puede considerarse muy reducida, más aún si la consideramos respecto de su frecuencia central; se denomina a la luz que posee esta característica luz cuasimonocromática.

La coherencia puede estudiarse también en el dominio frecuencial. En este caso la función de correlación cruzada debería sustituirse por la función de densidad espectral cruzada, obteniéndose resultados análogos.

Obsérvese que el grado de coherencia, tal y como se ha definido, contiene tanto información espacial como temporal. Si $r_1=r_2$ queda definido el grado de coherencia temporal

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma_{11}(r, r, \tau)}{\Gamma_{11}(r, r, 0)} \quad (2.25)$$

que describe la correlación del campo con una versión retardada de sí mismo. Se utilizará este concepto en todas las situaciones de interferometría en fibras ópticas. Si $\tau=0$, $\gamma(0)$ contendrá sólo aspectos espaciales. Un ejemplo donde aplica esta situación es el interferómetro de Young.

Se ha considerado en los párrafos precedentes el campo como una función escalar. La descripción más general de los campos consiste en suponerlos vectoriales, formados, si se trata de campos transversales, por dos componentes ortogonales entre sí. La polarización confiere esta característica vectorial a los campos. Puede hacerse un símil entre el grado de coherencia y el grado de polarización de la luz. Entenderemos como luz totalmente polarizada aquella para la cual la dirección de vibración de los campos se mantiene absolutamente estable. Debe entenderse esta estabilidad como que la trayectoria descrita por el vector de campo en el plano transversal a lo largo del tiempo sea periódica (en general, y como ya se vio en 2.1, describirá una elipse). De nuevo, la monocromaticidad es el requisito indispensable para la existencia de luz totalmente polarizada, por lo que vuelve a tratarse de un modelo sin sentido físico. En el extremo opuesto a la luz totalmente polarizada se encontraría un campo cuya trayectoria en un plano transversal a lo largo del tiempo fuese absolutamente aleatoria. Sería este el ejemplo de luz despolarizada. La luz creada a partir de la emisión espontánea presentará esta característica. En cualquier caso, la distribución aleatoria uniforme resulta de nuevo un caso muy especial, por lo que, en general, se considerará que cualquier haz de luz se encuentra parcialmente polarizado. Si se supone que el campo comprende dos componentes ortogonales, $u_x(r,t)$ y $u_y(r,t)$, la función de correlación cruzada vendrá dada por

$$\Gamma_{xy}(r_1, r_2, t_1, t_2) = \langle u_x(r_1, t_1) u_y^*(r_2, t_2) \rangle \quad (2.26)$$

Se define el grado de polarización (DOP) de la luz de forma similar a como se hizo con el grado de coherencia:

$$DOP = \gamma_{xy}(r_1, r_2, t_1, t_2) = \frac{\Gamma_{xy}(r_1, r_2, t_1, t_2)}{\sqrt{\Gamma_{xx}(r_1, r_1, 0)\Gamma_{yy}(r_2, r_2, 0)}} \quad (2.27)$$

En el denominador aparecen, en este caso, las intensidades del campo en las direcciones x e y. Como para el grado de coherencia, deberá cumplirse, para haces reales, que $0 < \text{DOP} < 1$. Si $\text{DOP} = 1$ la luz está totalmente polarizada (debería ser monocromática). $\text{DOP} = 0$ significa que la polarización instantánea del campo cambia aleatoriamente y con distribución uniforme en el tiempo.

Considérese luz cuasimonocromática de frecuencia media ν . La amplitud y la fase del campo eléctrico que representa esta luz no serán constantes sino que variarán en el tiempo. Podemos por tanto representar las componentes transversales del campo asociado a esta luz como,

$$E_x(t) = a_1(t)e^{j[2\pi\nu t - \phi_1(t)]} \quad E_y(t) = a_2(t)e^{j[2\pi\nu t - \phi_2(t)]} \quad (2.28)$$

Las variaciones de amplitud y fase serán reducidas si el intervalo de observación de las mismas es mucho menor que el tiempo de coherencia de la luz.

Supóngase que la componente en y está sujeta a un retardo de fase de valor ε respecto de la componente en x, y considérese que $I(\theta, \varepsilon)$ es la intensidad del campo en una dirección que forma un ángulo θ con el eje x. La componente del campo eléctrico en esta dirección θ puede describirse como

$$E(t; \theta, \varepsilon) = E_x \cos \theta + E_y e^{j\varepsilon} \sin \theta \quad (2.29)$$

Tendremos pues que

$$\begin{aligned} I(\theta, \varepsilon) &= \langle E(t; \theta, \varepsilon) E^*(t; \theta, \varepsilon) \rangle \\ &= J_{xx} \cos^2 \theta + J_{yy} \sin^2 \theta + J_{xy} e^{-j\varepsilon} \cos \theta \sin \theta + J_{yx} e^{j\varepsilon} \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (2.30)$$

donde los términos J_{nm} son los elementos de la matriz J

$$J = \begin{bmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle a_1^2 \rangle & \langle a_1 a_2 e^{j(\phi_1 - \phi_2)} \rangle \\ \langle a_1 a_2 e^{-j(\phi_1 - \phi_2)} \rangle & \langle a_2^2 \rangle \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Los elementos de la diagonal equivalen a las intensidades de las componentes del campo en las direcciones x e y. Por tanto, la traza de la matriz equivale a la intensidad luminosa total

$$\text{Tr } J = J_{xx} + J_{yy} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \quad (2.32)$$

Los elementos externos a la diagonal serán en general complejos pero conjugados el uno del otro. Normalizando el término J_{xy} se llega a

$$\text{DOP} = \gamma_{xy} = \frac{J_{xy}}{\sqrt{J_{xx}} \sqrt{J_{yy}}} = |\gamma_{xy}| e^{j\beta_{xy}} \quad (2.33)$$

El significado de γ_{xy} (que, observando la desigualdad de Schwarz jamás podrá superar la unidad) es idéntico al del grado de coherencia complejo visto en la ec.(2.24). Se trata de una medida de la correlación entre las componentes del campo con orientación x e y.

Denominaremos a J matriz de coherencia de la onda luminosa. Queda claro que su determinante no puede ser negativo, es decir,

$$|J| = J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} \geq 0 \tag{2.34}$$

Recordando que los términos externos a la diagonal son conjugados podemos reescribir $I(\theta, \varepsilon)$ como

$$\begin{aligned} I(\theta, \varepsilon) &= J_{xx} \cos^2 \theta + J_{yy} \sin^2 \theta + 2 \cos \theta \sin \theta \Re(J_{xy} e^{-j\varepsilon}) \\ &= J_{xx} \cos^2 \theta + J_{yy} \sin^2 \theta + 2\sqrt{J_{xx}}\sqrt{J_{yy}} \cos \theta \sin \theta |\gamma_{xy}| \cos[\beta_{xy} - \varepsilon] \end{aligned} \tag{2.35}$$

donde se ha sustituido la ec.(2.33) para pasar de la primera a la segunda línea.

En la práctica, los elementos de la matriz de coherencia para un campo óptico dado podrán ser determinados mediante medidas relativamente simples de la intensidad de la luz en distintas direcciones y sometida a diferentes retardos de fase [2.4].

Veamos a continuación cómo será la matriz de coherencia para diferentes casos particulares de interés:

(a) Luz totalmente despolarizada (Luz natural).

Se trata del tipo de luz más frecuente en la naturaleza. La intensidad de campo en cualquiera de las direcciones del plano transversal es la misma y, además, no se ve afectada por los distintos dispositivos que pueden retardar una de las componentes respecto a la otra. En otras palabras, puede decirse que $I(\theta, \varepsilon)$ es constante para todos los valores de θ y de ε . Deberá cumplirse por tanto que las componentes ortogonales sean de la misma amplitud y totalmente incorreladas, es decir, $J_{xx}=J_{yy}$ y $J_{xy}=J_{yx}=0$. Se deduce pues que, si la intensidad total del campo es I_0 , la matriz de coherencia de la luz natural es

$$\frac{1}{2} I_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.36}$$

(b) Luz totalmente polarizada.

En primer lugar supóngase que la luz es estrictamente monocromática. Bajo ese supuesto las amplitudes y fases de las dos componentes ortogonales son independientes del tiempo por lo que la matriz de coherencia tendrá la forma

$$\begin{bmatrix} a_1^2 & a_1 a_2 e^{j\delta} \\ a_1 a_2 e^{-j\delta} & a_2^2 \end{bmatrix} \tag{2.37}$$

Puede observarse que en ese caso su determinante valdrá 0. El grado de coherencia será de módulo unidad (DOP=1) y su fase equivaldrá a la diferencia de fase entre las dos componentes ortogonales. Estas condiciones pueden darse aun cuando un campo no sea estrictamente monocromático. Bastará con que la relación entre las amplitudes y la diferencia entre las fases sean independientes del tiempo. La luz cuasimonocromática se comportará en muchas ocasiones como luz totalmente polarizada.

Si diferentes ondas luminosas independientes se propagan en la misma dirección superpuestas, la matriz de coherencia de la onda resultante equivale a la suma de las matrices de coherencia de las ondas individuales. Supongamos que E_{xn} y E_{yn} ($n=1,2,\dots,N$) son las componentes de los vectores de campo eléctrico de las N ondas individuales. Las componentes del vector de campo eléctrico de la onda resultante son

$$E_x = \sum_{n=1}^N E_x^{(n)} \quad , \quad E_y = \sum_{n=1}^N E_y^{(n)} \quad (2.38)$$

Por lo tanto, los elementos de la matriz de coherencia vendrán dados por

$$\begin{aligned} J_{kl} &= \langle E_k E_l^* \rangle = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \langle E_k^{(n)} E_l^{(m)*} \rangle \\ &= \sum_n \langle E_k^{(n)} E_l^{(n)*} \rangle + \sum_{n \neq m} \langle E_k^{(n)} E_l^{(m)*} \rangle \end{aligned} \quad (2.39)$$

Como los diferentes campos son independientes, todos los términos del último sumatorio serán nulos con lo que

$$J_{kl} = \sum_n J_{kl}^{(n)} \quad (2.40)$$

donde $J_{kl}^{(n)} = \langle E_{kn} E_{ln}^* \rangle$ son los elementos de la matriz de coherencia de la onda n -ésima. La ec.(40) muestra que la matriz de coherencia de la onda total resultante equivale a la suma de las matrices de coherencia de las ondas individuales. Así pues, cualquier campo podrá ser visto como la suma de ondas independientes, las cuales podrán ser escogidas de muchas formas diferentes. Una posible elección consiste en ver el campo total como la suma de uno totalmente polarizado más otro completamente despolarizado. La matriz de coherencia podrá expresarse como

$$J = J_{pol} + J_{despol} \quad (2.41)$$

así, tomando las ecs.(36) y (37), deberá cumplirse

$$J_{despol} = \begin{bmatrix} A & 0 \\ 0 & A \end{bmatrix}, \quad J_{pol} = \begin{bmatrix} B & D \\ D^* & C \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

donde es necesario que $A \geq 0$, $B \geq 0$, $C \geq 0$ y $BC - DD^* = 0$.

Si J_{xx}, J_{yy}, \dots son los elementos de la matriz de coherencia de la luz suma original, se cumplirá que

$$\left. \begin{aligned} A + B &= J_{xx} & D &= J_{yx} \\ D^* &= J_{yx} & A + C &= J_{yy} \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$

Se llega a la ecuación para A :

$$(J_{xx} - A)(J_{yy} - A) - J_{xy} J_{yx} = 0 \quad (2.44)$$

con lo que A es el valor propio de la matriz de coherencia. Las dos raíces son

$$A = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 - 4 \det |J|} \quad (2.45)$$

Como $J_{yx} = J_{xy}^*$, el producto $J_{xy} J_{yx}$ será positivo con lo que, usando la ec.(2.34)

$$|J| \leq J_{xx}J_{yy} \leq \frac{1}{4}(J_{xx} + J_{yy})^2 \quad (2.46)$$

Ambas raíces serán por tanto reales y positivas. Consideremos la solución con signo negativo previo a la raíz cuadrada. Se llega a

$$A = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) - \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4\det|J|} \quad (2.47)$$

y

$$\left. \begin{aligned} B &= \frac{1}{2}(J_{xx} - J_{yy}) + \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4\det|J|} & D &= J_{yy} \\ D^* &= J_{yy} & C &= \frac{1}{2}(J_{yy} - J_{xx}) + \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4\det|J|} \end{aligned} \right\} \quad (2.48)$$

Es necesario que los valores para B y C sean no negativos. La otra raíz (signo positivo antes de la raíz cuadrada) lleva a valores negativos para ellos por lo que será desestimada. La solución alcanzada es pues la única válida. La intensidad total de la onda será

$$I_{tot} = Tr(J) = J_{xx} + J_{yy} \quad (2.49)$$

mientras que la intensidad de la componente polarizada

$$I_{pol} = Tr(J_{pol}) = B + C = \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4\det|J|} \quad (2.50)$$

La relación entre la componente polarizada y el total es de nuevo el DOP y viene dado por

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \sqrt{1 - \frac{4\det|J|}{(J_{xx} + J_{yy})^2}} \quad (2.51)$$

2.3. Parámetros de Stokes. Cálculo de Mueller.

En el apartado anterior se ha visto que, para caracterizar el campo asociado a un haz de luz cuasimonocromática, se hace necesario conocer cuatro cantidades reales, (J_{xx} , J_{yy} y las partes real e imaginaria de J_{xy}). En sus investigaciones sobre la luz parcialmente polarizada G.G.Stokes [2.4] introdujo una nueva representación mediante cuatro parámetros, (denominados en la actualidad parámetros de Stokes), que se corresponden con

$$\begin{aligned}
 s_0 &= \langle a_1^2 \rangle + \langle a_2^2 \rangle, \\
 s_1 &= \langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle, \\
 s_2 &= \langle a_1 a_2 \cos \delta \rangle, \\
 s_3 &= \langle a_1 a_2 \sin \delta \rangle
 \end{aligned}
 \tag{2.52}$$

De nuevo a_1 y a_2 son las amplitudes instantáneas de las dos componentes ortogonales E_x y E_y del campo eléctrico asociado a la luz, mientras δ equivale a su diferencia de fase. Es fácil ver que los parámetros de Stokes se encuentran íntimamente ligados a los elementos de la matriz de coherencia vista en el apartado anterior:

$$\begin{aligned}
 s_0 &= J_{xx} + J_{yy}, & J_{xx} &= \frac{1}{2}(s_0 + s_1), \\
 s_1 &= J_{xx} - J_{yy}, & J_{yy} &= \frac{1}{2}(s_0 - s_1), \\
 s_2 &= J_{xy} + J_{yx}, & J_{xy} &= \frac{1}{2}(s_2 + js_3), \\
 s_3 &= j(J_{yx} - J_{xy}), & J_{yx} &= \frac{1}{2}(s_2 - js_3),
 \end{aligned}
 \tag{2.53}$$

La obtención de los parámetros de Stokes resulta de nuevo sencilla. Si, como antes, $I(\theta, \epsilon)$ es la intensidad en la dirección que forma un ángulo θ con x , siendo ϵ el retardo de fase de la componente y respecto de la x , se encuentra que

$$\begin{aligned}
 s_0 &= I(0^\circ, 0) + I(90^\circ, 0) \\
 s_1 &= I(0^\circ, 0) - I(90^\circ, 0) \\
 s_2 &= I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0) \\
 s_3 &= I(45^\circ, \pi/2) - I(135^\circ, \pi/2)
 \end{aligned}
 \tag{2.54}$$

El parámetro s_0 es la intensidad total del campo. El parámetro s_1 cuantifica si la orientación del campo tiene mayor tendencia a la horizontal ($s_1 > 0$) o a la vertical ($s_1 < 0$). El parámetro s_2 tiene un significado parecido pero considerando las orientaciones 45° y 135° . Por último, el parámetro s_3 determina el parecido con una onda polarizada circularmente a derechas ($s_3 > 0$) o a izquierdas ($s_3 < 0$).

Haciendo uso de la ec.(2.34) se llega a

$$s_0^2 \geq s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 \quad (2.55)$$

donde la igualdad se dará para luz absolutamente monocromática.

Considérese la descomposición de un haz de luz en una parte despolarizada y otra totalmente polarizada, independientes entre sí. La representación de esta luz mediante los parámetros de Stokes será la suma de los parámetros de cada una de ellas. Así, es claro que los parámetros de Stokes de cada una de las componentes serán

$$s^{(despol)} = s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}, 0, 0, 0 \quad (2.56)$$

y

$$s^{(pol)} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}, s_1, s_2, s_3 \quad (2.57)$$

Podría redefinirse el DOP de la luz desde este punto de vista como

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0} \quad (2.58)$$

Aplicando las ideas del cálculo matricial a los parámetros de Stokes, éstos se representarán mediante un vector-columna, que denominaremos vector de Stokes. Cualquier dispositivo que sea atravesado por el campo durante su propagación se representará mediante una matriz 4x4, que llamaremos matriz de Mueller del dispositivo. El vector de Stokes de la luz a la salida del dispositivo se encontrará mediante el producto de la matriz del dispositivo por el vector de Stokes de la luz a su entrada. Así, después de que un haz con vector de Stokes S atraviese una cascada de n dispositivos (con matriz de Mueller M_i para el i ésimo de ellos), la luz emergente quedará caracterizada por el vector S' que cumplirá

$$S' = M_n M_{n-1} \dots M_2 M_1 S \quad (2.59)$$

En la tabla 1 se presentan las matrices de Mueller de algunos dispositivos frecuentemente utilizados a lo largo de este trabajo para caracterizar los cambios sufridos por la polarización de la luz [2.3]. En realidad, cualquier transformación sufrida por la polarización de un haz de luz podrá sintetizarse mediante combinaciones, más o menos complejas, de estos dispositivos (retardadores de fase, polarizadores y rotadores).

Dispositivo	$\theta=0$	$\theta=\pm\pi/4$	$\theta=\pi/2$	θ cualquiera
Polarizador lineal ideal inclinado θ	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & \pm 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & C2 & S2 & 0 \\ C2 & C2^2 & C2S2 & 0 \\ S2 & C2S2 & S2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Retardador de fase de 90° con eje rápido inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mp 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \pm 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C2^2 & C2S2 & -S2 \\ 0 & C2S2 & S2^2 & C2 \\ 0 & S2 & -C2 & 0 \end{bmatrix}$
Retardador de fase de 180° con eje rápido inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C4 & S4 & 0 \\ 0 & S4 & -C4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$
Retardador de fase de δ° con eje rápido inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta & \mu \\ 0 & 0 & -\mu & \beta \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta & 0 & \mp \mu \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \pm \mu & 0 & \beta \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta & -\mu \\ 0 & 0 & \mu & \beta \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C2^2+S2^2\beta & C2S2(1-\beta) & -S2\mu \\ 0 & C2S2(1-\beta) & S2^2+C2^2\beta & C2\mu \\ 0 & S2\mu & -C2\mu & \beta \end{bmatrix}$
Rotador de θ° o rotación del eje x a un nuevo eje girado θ°	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C2 & S2 & 0 \\ 0 & -S2 & C2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$			

Tabla 2.1. Matrices de Mueller de distintos dispositivos anisótropos. C2, S2, C4, S4, μ , β son $\cos 2\theta$, $\sin 2\theta$, $\cos 4\theta$, $\sin 4\theta$, $\sin \delta$, $\cos \delta$ respectivamente.

2.4. Cálculo de Jones.

Como ya se ha comentado en apartados anteriores, para la mayoría de las situaciones tratadas a lo largo de este trabajo la luz será asumida como una onda monocromática transversal y, por tanto, totalmente coherente y monocromática. Bajo esta premisa, la polarización queda totalmente determinada por su vector de Jones (ec.(2.20)). Este vector (J) contiene solamente las relaciones entre las amplitudes y las fases de las dos componentes transversales del campo. De nuevo, para representar cualquiera de los dispositivos que pueden provocar cambios en la polarización se hará uso de una matriz (M), en este caso 2×2 , llamada matriz de Jones, de forma que la polarización a la salida del dispositivo (J') se encontrará como

$$J' = M \cdot J \quad (2.60)$$

Como se adelantó en el apartado anterior, los dispositivos que afectan a la polarización son:

-Retardador de fase: la componente de la luz que vibra según uno de los ejes del dispositivo sufre un cambio de fase mayor que la componente ortogonal.

-Rotador: produce una rotación de la inclinación de la elipse de polarización sin afectar a la elipticidad de la misma.

-Polarizador lineal: introduce grandes pérdidas (idealmente infinitas) para todas las componentes transversales del haz de luz incidente excepto una.

Las matrices de Jones de estos dispositivos se presentan en la tabla 2.2. Dado que el cálculo de Jones es sensiblemente más simple que el de Mueller (2 componentes frente a 4), y a que en general se considerará luz polarizada, en el análisis de las diferentes aplicaciones realizadas se recurrirá a esta herramienta. Aun así, ya que tanto las matrices de Jones como las de Mueller describen el comportamiento de dispositivos ópticos, y que, para luz polarizada ambos métodos deben converger en un mismo resultado, debe existir una relación entre ellos.

Dispositivo	$\theta=0$	$\theta=\pm\pi/4$	$\theta=\pi/2$	θ cualquiera
Polarizador lineal ideal inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} C1^2 & C1S1 \\ C1S1 & S1^2 \end{bmatrix}$
Retardador de fase de 90° con eje rápido inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1-j & \pm(1+j) \\ \pm(1+j) & 1-j \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -j & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} C1^2 - jS1^2 & C1S1(1+j) \\ C1S1(1+j) & -jC1^2 + S1^2 \end{bmatrix}$
Retardador de fase de 180° con eje rápido inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & \pm 1 \\ \pm 1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} C2 & S2 \\ S2 & -C2 \end{bmatrix}$
Retardador de fase de δ° con eje rápido inclinado θ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-j\delta} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} (e^{-j\delta} + 1) & \pm(1 - e^{-j\delta}) \\ \pm(1 - e^{-j\delta}) & (e^{-j\delta} + 1) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} e^{-j\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} C1^2 + S1^2 e^{-j\delta} & C1S1(1 - e^{-j\delta}) \\ C1S1(1 - e^{-j\delta}) & C1^2 e^{-j\delta} + S1^2 \end{bmatrix}$
Rotador de θ° o rotación del eje x a un nuevo eje girado θ°	$\begin{bmatrix} C1 & S1 \\ -S1 & C1 \end{bmatrix}$			

Tabla 2.2. Matrices de Jones de distintos dispositivos anisótropos. C2, S2, C4, S4, μ , β son $\cos 2\theta$, $\sin 2\theta$, $\cos 4\theta$, $\sin 4\theta$, $\text{sen} \delta$, $\text{cos} \delta$ respectivamente.

2.4.1. Conexión cálculo de Jones - cálculo de Mueller.

Supongamos el vector de Jones en su forma general $J = \begin{bmatrix} H \\ Ke^{j\delta} \end{bmatrix}$ y su traspuesto conjugado $J^h = [H \quad Ke^{-j\delta}]$. Si se realiza el producto entre ambos,

$$J^h \times J = [H \quad Ke^{-j\delta}] \times \begin{bmatrix} H \\ Ke^{j\delta} \end{bmatrix} = H^2 + K^2 \tag{2.61}$$

puede observarse que el resultado es el parámetro s_0 de Stokes. Por conveniencia más adelante, insertaremos entre ambos la matriz identidad 2×2 ($A_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$), que, evidentemente, no afectará al resultado del producto. Podemos pues reexpresar s_0 como

$$s_0 = J^h \times A_1 \times J \tag{2.62}$$

Pueden insertarse entre ambos términos nuevas matrices A_2, A_3, A_4 , mediante las cuales el producto dará lugar a los restantes parámetros de Stokes. Estas matrices son

$$A_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad A_3 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad A_4 = \begin{bmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{bmatrix}$$

Se llega pues, mediante el uso de estas "matrices sandwich", a la obtención de los elementos del vector de Stokes partiendo del vector de Jones. Del cálculo de Mueller se desprende que para obtener el parámetro s_0 a la salida de un dispositivo (s_0') se aplica la ecuación

$$s_0' = M_{11} s_0 + M_{12} s_1 + M_{13} s_2 + M_{14} s_3 \quad (2.63)$$

donde M_{1i} son los elementos de la primera fila de la matriz de Mueller del dispositivo. Tomando la expresión de la ec.(2.62), y entendiendo J' como el vector de Jones a la salida del dispositivo,

$$\begin{aligned} s_0' &= J^{h'} \times A_1 \times J' &= (M_{11} \times J^h \times A_1 \times J) + (M_{12} \times J^h \times A_2 \times J) \\ & &+ (M_{13} \times J^h \times A_3 \times J) + (M_{14} \times J^h \times A_4 \times J) \\ & &= J^h \times (M_{11} A_1 + M_{12} A_2 + M_{13} A_3 + M_{14} A_4) \times J \end{aligned} \quad (2.64)$$

Sustituyendo los valores de las matrices A y simplificando, resulta,

$$s_0' = J^{h'} \times A_1 \times J' = J^h \times \begin{bmatrix} M_{11} + M_{12} & M_{13} - jM_{14} \\ M_{13} + jM_{14} & M_{11} - M_{12} \end{bmatrix} \times J \quad (2.65)$$

Aplicando el mismo procedimiento, se llegará a expresiones para s_1', s_2' y s_3' , que serán idénticas a la encontrada para s_0' con la única diferencia de los subíndices en A_n (que valdrá 2, 3 y 4) y en los términos M_{ij} , cuyo primer subíndice deberá coincidir con el de A en todos los casos.

Para obtener el vector de Jones a la salida del dispositivo, (ec.(2.60)), basta con multiplicar la matriz de Jones del mismo (M) por el vector a su entrada, $J' = M \times J$. Haciendo las traspuestas conjugadas en ambos términos y recordando que el traspuesto del producto de dos términos es el producto en orden inverso de los traspuestos de los dos factores se llega a $J^{h'} = J^h \times M^h$. Se encuentra por tanto que

$$\begin{aligned} J^{h'} \times A_1 \times J' &= (J^h \times M^h) \times A_1 \times (M \times J) \\ &= J^h \times (M^h \times A_1 \times M) \times J \end{aligned} \quad (2.66)$$

Dado que el término de la izquierda de esta ecuación coincide con el de la ec.(2.65), los términos de la derecha de ambas ecuaciones también deberán coincidir. Así, si expresamos las matrices de Jones del dispositivo y su traspuesta conjugada como

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad M^h = \begin{bmatrix} g_{11} & g_{21} \\ g_{12} & g_{22} \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

donde los términos g son simplemente los complejos conjugados de los m de iguales subíndices, deberá cumplirse que,

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} g_{11} & g_{21} \\ g_{12} & g_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} g_{11}m_{11} + g_{21}m_{21} & g_{11}m_{12} + g_{21}m_{22} \\ g_{12}m_{11} + g_{22}m_{21} & g_{12}m_{12} + g_{22}m_{22} \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} M_{11} + M_{12} & M_{13} - jM_{14} \\ M_{13} + jM_{14} & M_{11} - M_{12} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.68)$$

Se obtienen cuatro ecuaciones que relacionan los elementos de la matriz de Jones con los de la Matriz de Mueller. Repitiendo el proceso para los restantes parámetros de Stokes se tendrían 16 ecuaciones cuyas 16 incógnitas corresponderían a los elementos de la matriz de Mueller del dispositivo. Las soluciones de las mismas servirían para expresar estos elementos en función de los de la matriz de Jones. El resultado final es:

$$\begin{aligned} M_{11} &= (g_{11}m_{11} + g_{21}m_{21} + g_{12}m_{12} + g_{22}m_{22}) / 2 \\ M_{12} &= (g_{11}m_{11} + g_{21}m_{21} - g_{12}m_{12} - g_{22}m_{22}) / 2 \\ M_{13} &= (g_{11}m_{12} + g_{21}m_{22} + g_{12}m_{11} + g_{22}m_{21}) / 2 \\ M_{14} &= j(g_{11}m_{12} + g_{21}m_{22} - g_{12}m_{11} - g_{22}m_{21}) / 2 \\ M_{21} &= (g_{11}m_{11} + g_{12}m_{12} - g_{21}m_{21} - g_{22}m_{22}) / 2 \\ M_{22} &= (g_{11}m_{11} + g_{22}m_{22} - g_{21}m_{21} - g_{12}m_{12}) / 2 \\ M_{23} &= (g_{12}m_{11} + g_{11}m_{12} - g_{22}m_{21} - g_{21}m_{22}) / 2 \\ M_{24} &= j(g_{11}m_{12} + g_{22}m_{21} - g_{21}m_{22} - g_{12}m_{11}) / 2 \\ M_{31} &= (g_{11}m_{21} + g_{22}m_{11} + g_{12}m_{22} + g_{22}m_{12}) / 2 \\ M_{32} &= (g_{11}m_{21} + g_{21}m_{11} - g_{12}m_{22} - g_{22}m_{12}) / 2 \\ M_{33} &= (g_{11}m_{22} + g_{21}m_{12} + g_{12}m_{21} + g_{22}m_{11}) / 2 \\ M_{34} &= j(g_{11}m_{22} + g_{21}m_{12} - g_{12}m_{21} - g_{22}m_{11}) / 2 \\ M_{41} &= j(g_{21}m_{11} + g_{22}m_{12} - g_{11}m_{21} - g_{12}m_{22}) / 2 \\ M_{42} &= j(g_{21}m_{11} + g_{12}m_{22} - g_{11}m_{21} - g_{22}m_{12}) / 2 \\ M_{43} &= j(g_{21}m_{12} + g_{22}m_{11} - g_{11}m_{22} - g_{12}m_{21}) / 2 \\ M_{44} &= (g_{22}m_{11} + g_{11}m_{22} - g_{12}m_{21} - g_{21}m_{12}) / 2 \end{aligned} \quad (2.69)$$

Estas mismas ecuaciones serán útiles para encontrar los elementos de la matriz de Jones partiendo de los de la matriz de Mueller.

2.5. Esfera de Poincaré.

En algunas de las aplicaciones llevadas a cabo en este trabajo, (el principal ejemplo pueden ser los controladores de polarización), no será tan importante conocer el SOP de la luz como la relación entre dos SOP's diferentes o cómo varían éstos. La esfera de Poincaré es una herramienta gráfica que permite representar cualquier SOP sobre la superficie de una esfera, de modo que dos puntos muy cercanos entre sí representan SOP's muy parecidos mientras dos puntos diametralmente opuestos representan SOP's ortogonales. Resulta pues una herramienta que permite, de forma simple, observar los distintos estados por los que pasa la luz así como seguir las trayectorias para pasar de un estado a otro.

El SOP de una onda luminosa cualquiera queda representado por un punto (C) sobre la esfera de Poincaré (figura 2.2). La circunferencia paralela al ecuador que pasa por C contiene todos los SOP's con una misma relación entre ejes de la elipse de polarización. La semicircunferencia perpendicular al ecuador que pasa por C contiene los SOP's cuya orientación respecto al eje x es idéntica a la de C.

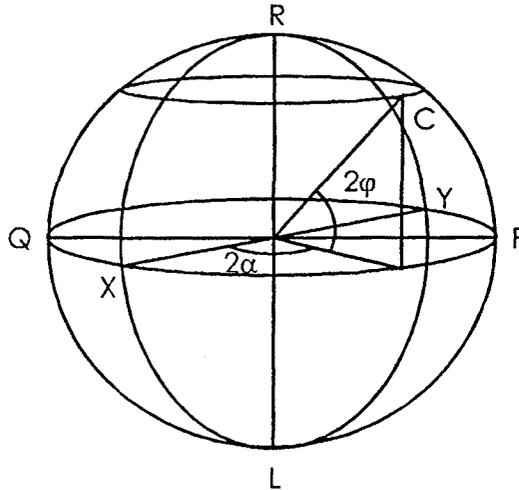


Figura 2.2. La esfera de Poincaré.

Algunos puntos característicos de la esfera de Poincaré son:

- R: Polo norte. Polarización circular a derechas.
- L: Polo sur. Polarización circular a izquierdas.
- H: Polarización lineal horizontal.
- V: Polarización lineal vertical.
- P: Polarización lineal con inclinación lineal de 45° respecto a la horizontal.
- Q: Polarización lineal con inclinación de 135° .

Es fácil adivinar que en el ecuador se encuentran todos los SOP lineales y que el ángulo que forma cualquier punto del mismo con H se corresponde con el doble de la inclinación. Asimismo, los puntos que se alejan del ecuador corresponden a SOP elípticos, con menor relación entre los ejes de la elipse cuanto más alejados se encuentren. En los polos se encuentran los estados circulares que serán los casos extremos en cuanto a relación entre los ejes de la elipse.

La esfera de Poincaré es también una representación de los parámetros de Stokes (figura 2.3). Así, si se define un triedro con los ejes OH, OP y OR, éstos ejes son totalmente equivalentes a los parámetros s_1 , s_2 y s_3 . Por tanto, considerando luz totalmente polarizada, el radio de la esfera se correspondería con el parámetro s_0 . En cualquier caso, este parámetro no es significativo desde el punto de vista de la polarización por cuanto sólo afecta a la magnitud del campo y no a su polarización.

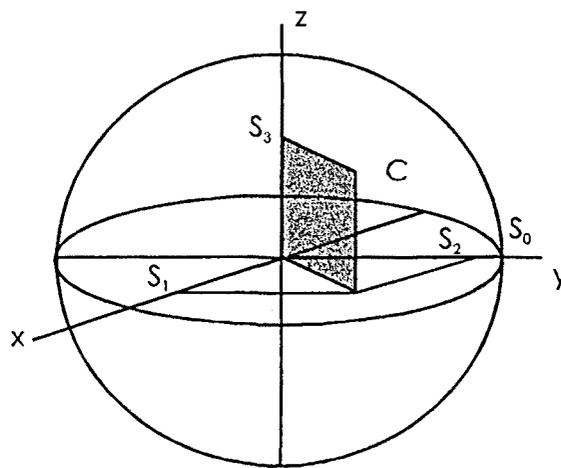


Figura 2.3. Los parámetros de Stokes sobre la esfera de Poincaré.

Sobre la esfera de Poincaré resulta sencillo observar las transformaciones que sufre la polarización de un haz de luz al atravesar cualquier dispositivo anisotrópico. Así, el efecto de un retardador de fase quedará reflejado sobre la esfera (figura 2.4) como una rotación del SOP original respecto del eje (contenido en el plano ecuatorial) que une los dos modos propios lineales del retardador. Del mismo modo, el efecto de un rotador queda representado como un giro del SOP original respecto al eje que une los dos polos.

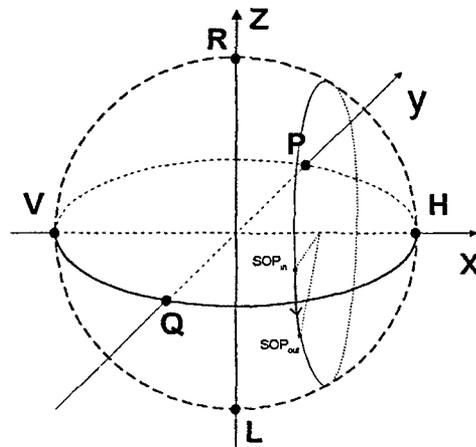


Figura 2.4. Variación de la posición del SOP sobre la Esfera de Poincaré al atravesar un retardador de fase cuyos ejes propios se encuentran orientados a 0° y 90° .

2.6. Teoría de los modos de polarización acoplados.

En la introducción a este capítulo se ha visto que los modos propios que se propagan por una fibra óptica pueden aproximarse por funciones del tipo $Ce^{-j\beta z}$. Si tenemos en cuenta que los dos modos lineales ortogonales son totalmente independientes, puede decirse que aun teniendo una fibra óptica un solo modo propio (fibra comúnmente llamada monomodo) existen dos modos ortogonales independientes. Si la fibra es ideal (perfectamente cilíndrica e isotrópica) la propagación de ambos modos es independiente. Sin embargo, en fibras reales existirán desviaciones que inducirán el acoplamiento de energía de uno de ellos al otro.

Supóngase que $a_1 \equiv a_1(z)$ y $a_2 \equiv a_2(z)$ son los dos modos ortogonales que se propagan por una fibra en la dirección $+z$. En un tramo de fibra infinitesimal Δz , cualquiera de los modos, digamos a_1 , sufrirá una pequeña variación, Δa_1 , debida por un lado a su propia propagación, y por otro al intercambio de potencia con el otro modo (a_2). Tendremos pues que $\Delta a_1 = k_{11} a_1 \Delta z + k_{12} a_2 \Delta z$. Para el otro modo se producirá una variación semejante dada por $\Delta a_2 = k_{22} a_2 \Delta z + k_{21} a_1 \Delta z$. Dividiendo ambas ecuaciones por Δz , tomando el límite para $\Delta z \rightarrow 0$ y reescribiéndolas queda,

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} &= k_{11}a_1 + k_{12}a_2 \\ \frac{da_2}{dz} &= k_{21}a_1 + k_{22}a_2 \end{aligned} \quad (2.70)$$

Esta es, de hecho, la forma estándar de las ecuaciones del acoplamiento de modos para fibra óptica monomodo, a las cuales se ha llegado de una forma totalmente intuitiva. En ellas, z es la dirección de propagación mientras x e y representan las coordenadas transversales. Los modos a_1 y a_2 son normalmente tomados como lineales. Los coeficientes k_{11} y k_{22} son las constantes de propagación de los modos, en general complejos de la forma,

$$\begin{aligned} k_{11} &= -\alpha_1 - j\beta_1 \\ k_{22} &= -\alpha_2 - j\beta_2 \end{aligned} \quad (2.71)$$

donde la parte real refleja el coeficiente de atenuación mientras la parte imaginaria es la constante de propagación. En muchas aplicaciones puede obviarse la atenuación por lo que se hará $k_{11} \rightarrow -j\beta_1$ y $k_{22} \rightarrow -j\beta_2$. Estas constantes representan el cambio de fase de los modos propios sin considerar los mecanismos de acoplamiento de energía entre ellos. En la mayoría de casos se tratará de constantes independientes de la coordenada z . Los coeficientes k_{12} y k_{21} son los coeficientes de acoplo entre los dos modos. No son independientes sino que uno es el negativo conjugado [2.5] del otro, es decir, $k_{12} = -k_{21}^*$. Son posibles pues dos situaciones: ambos reales pero con signos opuestos o bien ambos imaginarios con el mismo signo. Deberá por tanto cumplirse una de las siguientes ecuaciones

$$\begin{aligned} k_{12} &= -k_{21} = c \\ k_{12} &= k_{21} = jk \end{aligned} \quad (2.72)$$

donde tanto c como k deben ser reales. Pueden ahora reescribirse las ecuaciones del acoplamiento entre modos como

$$\begin{aligned}\frac{da_1}{dz} &= -j\beta_1 a_1 + ca_2 \\ \frac{da_2}{dz} &= -ca_1 - j\beta_2 a_2\end{aligned}\tag{2.73ayb}$$

o bien

$$\begin{aligned}\frac{da_1}{dz} &= -j\beta_1 a_1 + jka_2 \\ \frac{da_2}{dz} &= jka_1 - j\beta_2 a_2\end{aligned}\tag{2.74ayb}$$

La primera forma se utilizará cuando se trabaje con modos propios lineales mientras que la segunda es útil si se eligen como modos base los circulares.

Desde el punto de vista de las aplicaciones prácticas existen dos tipos de problemas de acoplamiento entre modos. El primero tratará sobre situaciones en las que existe la intención de que se produzca este fenómeno. Un ejemplo claro podría ser el estudio de acopladores direccionales. El otro tipo concierne a casos en los que el acoplo representa el origen de imperfección como puede ser el acoplo de potencia al modo no deseado en una fibra mantenedora de la polarización. En este caso se tratará de evaluar la capacidad de la fibra para mantener el SOP de la luz en la fibra. El foco en el cual se centrará la atención en nuestro caso será el acoplo indeseado de potencia entre modos en fibras convencionales, que llevará a la variación del SOP de la luz.

Desde los trabajos iniciales sobre el acoplamiento de modos [2.5] en microondas se conoce que, para evitar el acoplamiento entre modos, basta con asegurar que $(\alpha_2 - \alpha_1)/c$, o bien $(\beta_2 - \beta_1)/c$ sean mucho mayor que la unidad. Existen pues dos estrategias para prevenir el intercambio de energía entre los dos modos. La primera consistirá en crear una guía que presente una atenuación mucho mayor para uno de los dos modos propios. Existen, en la práctica fibras denominadas polarizadoras que presentan este efecto. La segunda alternativa consiste en un tipo de guía cuyas constantes de propagación para los dos modos sean muy dispares. Este es el principio utilizado por todas las fibras mantenedoras de la polarización existentes en la actualidad.

De forma general, la diferencia entre las constantes de propagación genera una clasificación entre las fibras ópticas en fibras de alta birrefringencia (hi-bi) y fibras de baja birrefringencia (lo-bi) según la diferencia entre constantes sea grande o pequeña. Las fibras hi-bi serán mucho más utilizadas para preservar el SOP de la luz que se propaga por ellas. Un parámetro usado habitualmente para clasificar las fibras desde el punto de vista del intercambio de energía entre modos es la longitud de batido (L_b) que se define como la longitud para la cual la diferencia de fase entre ambos modos equivale a 2π . Queda claro que $L_b = 2\pi/(\beta_2 - \beta_1)$ y que, a menor L_b presente una fibra óptica, mayor será su capacidad de preservar el SOP de la luz. Cabe remarcar que, aunque no se ha explicitado, se ha considerado hasta aquí que $(\beta_2 - \beta_1) > 0$. Aunque ello no fuera así pueden conmutar los subíndices de los dos modos sin pérdida de generalidad.

En lenguaje matemático, las ecuaciones del acoplamiento de los modos son dos ecuaciones diferenciales lineales ordinarias de primer orden con coeficientes constantes. Mediante diferenciación y sustitución, las dos ecuaciones se convierten en dos ecuaciones diferenciales de segundo orden independientes con la misma forma, para a_1 y a_2 :

$$\frac{d^2 a_i}{dz^2} + j(\beta_1 + \beta_2) \frac{da_i}{dz} + (c^2 - \beta_1 \beta_2) a_i = 0 \quad (2.75)$$

para $i=1,2$. Una forma simple de resolver estas ecuaciones es asumir una solución exponencial $e^{\lambda z}$. Sustituyendo esta expresión en ambas ecuaciones se llega a

$$\lambda_i = -j\beta \pm j \sqrt{\left(\frac{\delta\beta}{2}\right)^2 + c^2} \quad (2.76)$$

donde $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$ y $\delta\beta = (\beta_2 - \beta_1)$. Los signos + y - aplican respectivamente para $i=1$ e $i=2$. La solución general de las ecuaciones será pues una combinación lineal de las dos funciones exponenciales

$$a_1(z) = C_1 e^{\lambda_1 z} + C_2 e^{\lambda_2 z} \quad (2.77)$$

donde C_1 y C_2 son constantes de integración arbitrarias (en general complejas). Tomando la ecuación (2.73a)

$$a_2(z) = \frac{1}{c} (\lambda_1 + j\beta_1) C_1 e^{\lambda_1 z} + \frac{1}{c} (\lambda_2 + j\beta_1) C_2 e^{\lambda_2 z} \quad (2.78)$$

Estas soluciones generales, que incorporan constantes de integración indeterminadas, describen las propiedades de la propagación en la fibra independientemente de la forma de la luz a la entrada de la misma. Las constantes de integración pueden ser determinadas partiendo de los valores iniciales

$$a_1(0) = C_1 + C_2 \quad (2.79)$$

y

$$a_2(0) = \frac{1}{c} (\lambda_1 + j\beta_1) C_1 + \frac{1}{c} (\lambda_2 + j\beta_1) C_2 \quad (2.80)$$

Si aislamos en estas ecuaciones las constantes C_1 y C_2 y sustituimos sus valores en las ecuaciones (2.77) y (2.78) se llega a las soluciones particulares de las ecuaciones que satisfarán las condiciones iniciales. Aun habiendo llegado a una solución en forma de expresiones cerradas mediante un método prácticamente intuitivo, utilizar estas expresiones para cálculos numéricos con diferentes especificaciones para la luz a la entrada resulta tedioso. Por ello se recurre en el estudio de la propagación de la luz al llamado **método de diagonalización**, que ofrece una visión mucho más física de la propagación además de ser matemáticamente tratable con mayor facilidad.

2.6.1 Método de diagonalización.

En primer lugar, expresaremos las ecuaciones de acoplamiento de modos en forma matricial

$$\frac{d\mathbf{A}}{dz} = \mathbf{K}\mathbf{A} \quad (2.81)$$

donde

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \text{ y } \mathbf{K} = \begin{bmatrix} j\frac{\delta\beta}{2} & \tau \\ \tau & -j\frac{\delta\beta}{2} \end{bmatrix} \quad (2.82)$$

La idea utilizada en el método de diagonalización es realmente simple. Los elementos de la diagonal de \mathbf{K} representan la birrefringencia lineal de la fibra, mientras los externos a la diagonal son los coeficientes de acoplo entre los modos en las coordenadas locales. Si pudiera convertirse \mathbf{K} en una matriz diagonal, las ecuaciones que representaría esa matriz serían independientes. Así, las soluciones podrían encontrarse resolviendo por separado ambas ecuaciones diferenciales lo que simplificaría los cálculos matemáticos en gran medida. Para conseguirlo utilizaremos la transformación lineal

$$\mathbf{A} = \mathbf{O}\mathbf{W} \quad (2.83)$$

y su recíproca

$$\mathbf{W} = \mathbf{O}^{-1}\mathbf{A} \quad (2.84)$$

Donde \mathbf{O} es la matriz de diagonalización que relaciona \mathbf{A} y \mathbf{W} , siendo esta última una nueva matriz columna cuyos elementos son llamados modos normales. Sustituyendo la ecuación (2.83) en la (2.81) se llega a

$$\frac{d\mathbf{W}}{dz} = \mathbf{\Lambda}\mathbf{W} \quad (2.85)$$

donde

$$\mathbf{\Lambda} = \mathbf{O}^{-1}\mathbf{K}\mathbf{O} \quad (2.86)$$

Para que la matriz $\mathbf{\Lambda}$ sea diagonal será necesario que la ecuación (2.85) represente dos ecuaciones diferenciales ordinarias independientes. Puede reescribirse la ecuación (2.86) con la forma

$$\mathbf{K}\mathbf{O} = \mathbf{O}\mathbf{\Lambda}$$

es decir

$$\begin{bmatrix} j\frac{\delta\beta}{2} & \tau \\ \tau & -j\frac{\delta\beta}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} o_{11} & o_{12} \\ o_{21} & o_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} o_{11} & o_{12} \\ o_{21} & o_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} \quad (2.87)$$

donde se ha asumido que Λ es diagonal con elementos λ_1 y λ_2 . Resolviendo el sistema de ecuaciones dado por (2.87) se obtiene

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= jg \\ \lambda_2 &= -jg \end{aligned} \tag{2.88}$$

donde

$$g = \left[\tau^2 + \left(\frac{\delta\beta}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.89}$$

También los elementos de \mathbf{O} pueden determinarse partiendo de este sistema de ecuaciones. Si se aplica la restricción de que el módulo de los elementos de ambas columnas sea la unidad se obtiene

$$o_{11} = \frac{\tau}{\sqrt{\tau^2 + \left(g - \frac{\delta\beta}{2} \right)^2}} \tag{2.90}$$

y

$$o_{21} = \frac{j \left(g - \frac{\delta\beta}{2} \right)}{\sqrt{\tau^2 + \left(g - \frac{\delta\beta}{2} \right)^2}} \tag{2.91}$$

Además, debe cumplirse que $o_{12}=o_{21}$ y $o_{22}=o_{11}$. Con el objetivo de simplificar las expresiones pueden reescribirse estos términos como $o_{11}=\cos \phi$ y $o_{21}=j\sin \phi$, siendo

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{\tau}{\delta\beta/2} \right] \tag{2.92}$$

Las ecuaciones de (2.85) se habrán convertido, con los resultados ahora obtenidos, en dos ecuaciones diferenciales independientes

$$\begin{aligned} \frac{dW_1}{dz} &= \lambda_1 W_1 \\ \frac{dW_2}{dz} &= \lambda_2 W_2 \end{aligned} \tag{2.93ayb}$$

y sus soluciones serán

$$\begin{aligned} W_1(z) &= e^{jgz} W_1(0) \\ W_2(z) &= e^{-jgz} W_2(0) \end{aligned} \tag{2.94ayb}$$

que anteriormente han sido llamadas modos normales y que no son más que las funciones propias asociadas a los valores propios dados por (2.88). Si se extrae el término de fase

común $e^{-j\beta z}$, las constantes de fase resultantes para $W_1(z)$ y $W_2(z)$ son, respectivamente, $(\beta - g)$ y $(\beta + g)$. Es por ello que se llama modo rápido al primero y lento al segundo.

En el siguiente apartado se utilizarán algunas de las expresiones aquí derivadas con el objetivo de cuantificar el efecto de la curvatura y la torsión en la fibra.

2.7. Evolución del SOP de la luz en fibras ópticas.

Como ya se ha dicho, las fibras ópticas reales presentan ciertas desviaciones del modelo cilíndrico ideal, ya sea por imperfección puramente geométrica o por la existencia de fuerzas no uniformes acimutalmente que provocarán índices de refracción diferentes para las diferentes orientaciones y, por tanto, diferencias de propagación entre los modos ortogonales. La caracterización de estas imperfecciones resulta difícil por su naturaleza aleatoria en el espacio y no estacionaria en el tiempo. Aun así, una de las partes de este trabajo ha sido la caracterización de estas fluctuaciones tanto desde el punto de vista analítico como práctico. La importancia de este apartado radica en que representa la justificación de todas las realizaciones posteriores. Asimismo, el conocimiento, aunque sea estadístico, de las fluctuaciones del SOP de la luz que se propaga por una fibra, acotará los requerimientos que deberán satisfacer los dispositivos que se utilicen para mitigar sus efectos.

Se entenderá la birrefringencia introducida como la diferencia de fase por unidad de longitud recorrida entre los dos modos que se vean mayormente afectados por la misma. Las causas de aparición de birrefringencia en fibras ópticas son diversas [2.6] y se resumen a continuación. Se clasifican de modo genérico en intrínsecas, debidas a los materiales con que se fabrica la fibra o al propio proceso de fabricación, y extrínsecas, cuando son inducidas por efectos externos ya sean mecánicos (curvatura o torsión), térmicos (variaciones de temperatura) o electromagnéticos (aplicación de campos en la proximidad de la fibra).

2.7.1. Mecanismos intrínsecos causantes de birrefringencia.

- No circularidad del núcleo.

Dado que, en situaciones reales, resulta imposible conseguir la fabricación de una fibra idealmente cilíndrica, la alteración de la forma circular de su sección provocará anisotropía. Esta se manifestará como la aparición de diferencia en la propagación de dos modos ortogonales lineales (birrefringencia lineal). Si se considera el núcleo de la fibra con forma elíptica, los dos modos para los que la diferencia de fase será máxima coinciden exactamente con los dos ejes de la elipse.

Si se evalúa el valor de la birrefringencia ($\delta\beta$) para frecuencias próximas a la de corte monomodo (V cercana a 2,4), y para elipticidades del núcleo pequeñas (ejes casi iguales) se obtiene la expresión

$$\delta\beta \cong 0,2k_0 \left(\frac{a}{b} - 1 \right) (\Delta n)^2 \quad (2.95)$$

donde $2a$ y $2b$ son los diámetros menor y mayor de la elipse, Δn la diferencia entre los índices de refracción de núcleo y cubierta y $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Si se toman valores reales para Δn del orden de 0,005 y suponiendo fibra que cumple las especificaciones de elipticidad del núcleo requeridas por la recomendación para fibras monomodo G-652, se obtiene

$\delta\beta=5,3\text{rad/m}$ para la segunda ventana de transmisión del SiO_2 ($\lambda_0=1300\text{ nm}$) y $\delta\beta=4,5\text{ rad/m}$ para la tercera ventana. Ello daría lugar a una longitud de batido (distancia para la cual el desfase alcanza el valor 2π) $L_b=1,4\text{ m}$ para este último caso.

-Tensiones laterales asimétricas (I).

Cualquier tipo de esfuerzo que se dé en una fibra óptica y que no esté uniformemente distribuido en la dirección acimutal inducirá birrefringencia. Se trata de nuevo de birrefringencia lineal, que en este caso tendrá como ejes propios aquel en el que se produzca la tensión y su ortogonal. Este esfuerzo lateral asimétrico puede tener lugar durante el proceso de fabricación de la fibra como resultado de los diferentes coeficientes de contracción térmica de la fibra debido a distintas densidades de dopantes en la sección de fibra.

La zona próxima al núcleo más dopada es presionada por la capa más externa, normalmente sin dopaje. Si esta zona es elíptica, de diámetros mayor y menor, $2A$ y $2B$ respectivamente, la birrefringencia responde a la siguiente expresión:

$$\delta\beta = \frac{c_s}{1 - \nu_p} \Delta\alpha \Delta T \frac{A - B}{A + B} \quad (2.96)$$

donde

$$c_s = 0,5 \cdot k_0 \cdot n_0^3 \cdot (p_{11} - p_{12}) (1 + \nu_p) \quad (2.97)$$

es una combinación de varios parámetros de la fibra y del material y se conoce el parámetro c_s/k_0 como coeficiente de esfuerzo óptico. En su expresión, p_{11} y p_{12} son componentes del tensor elastoóptico del material y ν_p es el coeficiente de Poisson.

Por lo que respecta a los restantes elementos en la expresión de $\delta\beta$, $\Delta\alpha$ es la diferencia entre los coeficientes de expansión de las zonas interna y externa y ΔT es la diferencia entre la temperatura ambiente y la temperatura de fabricación de la fibra (su valor aproximado es de 800°C).

Esta birrefringencia es constante dentro de la zona considerada e independiente del valor de V . Se utiliza este efecto para la construcción de fibras de alta birrefringencia de los tipos PANDA y Bow-Tie [2.7].

Para evaluar el orden de magnitud de estas expresiones en fibras monomodo estándar deben darse valores aproximados típicos a los diferentes parámetros. Si sustituimos $n_0=1,46$, $p_{11}=0,12$ y $p_{12}=0,27$, $\nu_p=0,17$ (correspondiente al Si fundido) y calculamos los valores de c_s para 2ª y 3ª ventana, suponiendo $\Delta\alpha=3,8 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ y $\Delta T=800^\circ\text{C}$ y que, dado que se trata de fibra estándar A y B serán parecidos, se obtiene que las longitudes de batido son del orden de 80m como mínimo por lo que se concluye que este efecto será despreciable en fibras monomodo estándar.

2.7.2. Mecanismos extrínsecos causantes de birrefringencia.

- Tensión lateral asimétrica (II).

Lógicamente, los esfuerzos laterales asimétricos también podrán ser originados por fuerzas externas aplicadas a la fibra. De nuevo, si estas fuerzas se dan sólo para ciertas direcciones azimutales aparecerán variaciones en el índice elastoóptico de la fibra. Los esfuerzos externamente aplicados podrán ser debidos a dos superficies planas o a un aprisionamiento por un canal en forma de V (véase figura 2.5).

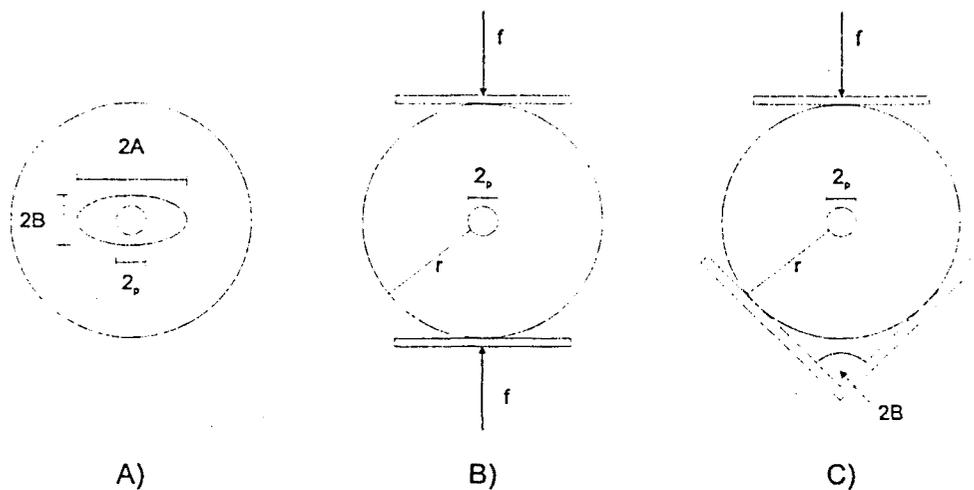


Figura 2.5. Birrefringencia causada por tensión lateral asimétrica. (A) Causas internas, (B) Superficies planas paralelas, (C) Acanalamiento en V.

En el primer caso, la birrefringencia inducida viene dada por

$$\Delta\beta = 4c_s \frac{f}{\pi r E} \tag{2.98}$$

donde f es la fuerza aplicada por unidad de longitud, r es el radio de la fibra y E el módulo de Young del material.

Si la presión se produce contra un acanalamiento en forma de V, (suponiendo que el ángulo formado por los dos planos de la V es 2δ), la birrefringencia toma el valor

$$\Delta\beta = 2c_s(1 - \cos 2\delta \sin \delta) \frac{f}{\pi r E} \tag{2.99}$$

que será máximo e igual al caso de dos planos paralelos cuando $\delta = \pi/2$, lógico ya que ambos casos se convierten en el mismo.

Lógicamente los valores de birrefringencia obtenidos serán función de la fuerza aplicada por lo que no se ofrecen valores típicos.

-Curvatura.

Cuando el eje de simetría de una fibra se encuentre curvado aparecerá birrefringencia con causas parecidas al apartado anterior puesto que la curvatura provoca fuerzas asimétricas. En la práctica podrán distinguirse dos efectos (figura 2.6), uno debido a la curvatura en sí (curvatura libre) y el otro a la fuerza que pueda ejercer el dispositivo al cual se enrolla la fibra sobre ella misma (curvatura con tensión). Este último efecto (que es puramente un esfuerzo lateral asimétrico) es utilizado en la práctica para crear retardadores de fase variables enrollando la fibra a un material piezoeléctrico de forma que se verá sometida a un mayor esfuerzo (se inducirá mayor birrefringencia) cuanto más se dilate el material.

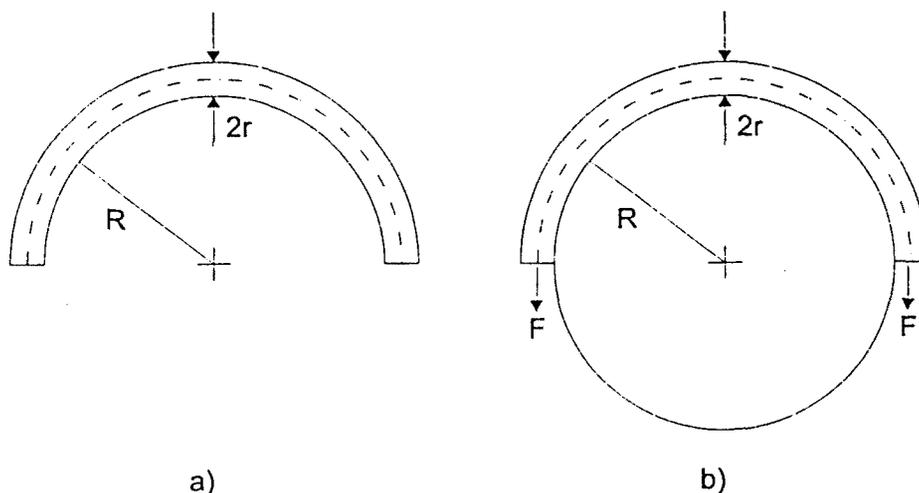


Figura 2.6. Birrefringencia causada por la curvatura. (a) Libre, (b) Con tensión.

Para la curvatura libre, el valor de la birrefringencia viene dado por

$$\Delta\beta = 0,5c_s \left(\frac{r}{R}\right)^2 \tag{2.100}$$

donde r es el radio de la fibra y R el radio de la curvatura. En las diferentes aplicaciones prácticas llevadas a cabo en este trabajo se ha utilizado ampliamente este efecto para implementar retardadores de fase de valor fijo mediante fibra. En la bibliografía [2.8], [2.9], se encuentran fórmulas empíricas que dan el valor del retardo de fase introducido por lazos circulares de fibra. Así, se obtiene que

$$\phi[\text{rad}] = 0,133 \frac{N}{\lambda_0} \frac{1}{R} (2\pi r)^2 \tag{2.101}$$

donde N es el número de bucles (vueltas) de fibra empleados. Para obtener un retardador de valor entre $\pi/2$ y π para 3ª ventana basta con tomar 2 o 3 vueltas de fibra de radio 1,5 cm.

Si se considera el efecto de la fuerza a la que se ve sometida la fibra cuando se enrolla a un carrete (curvatura con tensión), aparece un nuevo factor que añadir a la birrefringencia

$$\Delta\beta = c_s \frac{2 - 3\nu_p}{1 - \nu_p} \frac{r}{R} \varepsilon \quad (2.102)$$

donde ε es la tensión axial media a la que se ve sometida la fibra.

-Torsión.

La utilización de fibra torsionada en algunos de los dispositivos que se han realizado en la parte práctica, justifica que, dentro de este compendio teórico, dediquemos mayor profundidad al estudio de los efectos producidos por la torsión en fibras ópticas. En concreto, para la realización de rotadores de fibra basados en el efecto Faraday, se recurrirá a la torsión de la fibra con el objetivo de enmascarar la birrefringencia lineal de la misma que, por otro lado, será importante al tratarse de fibra curvada con cierta tensión.

Para este estudio recurriremos a las ecuaciones de los modos de polarización acoplados (apartado 2.6), y más concretamente a su formulación en términos de la base formada por los modos circulares (ecs. 2.74).

El efecto de torsionar la fibra queda reflejado como la introducción de un esfuerzo acimutal. Si se asumen, en aras de simplificar el problema, propiedades elastoópticas constantes a lo largo de toda la fibra, y ausencia de birrefringencia lineal, se ha demostrado [2.10] que una torsión uniforme induce una rotación óptica Ω en una longitud z , proporcional a la magnitud de la torsión:

$$\Omega = \alpha z = (k\tau)z \quad (2.103)$$

donde α es la rotación inducida por unidad de longitud y τ es el ritmo de torsión (o rotación mecánica de la fibra por unidad de longitud). El factor de proporcionalidad k es el coeficiente elastoóptico, o relación entre la rotación óptica inducida y rotación mecánica aplicada, es decir,

$$k = \frac{\alpha}{\tau} \quad (2.104)$$

El sentido de la rotación óptica es el mismo que el de la rotación mecánica y para fibra estándar de Si el valor de k [2.11] es del orden de 0,06-0,08, lo que significa que se precisará una torsión grande para conseguir un efecto importante.

En el caso de que la birrefringencia lineal no sea despreciable, la formulación rigurosa de las ecuaciones del acoplamiento de los modos es difícil. Sin embargo, pueden formularse en las coordenadas locales (rotando con la propia fibra) si se considera una rotación lo suficientemente importante como para despreciar la birrefringencia lineal.

Un observador en estas coordenadas locales verá un haz polarizado linealmente rotar este haz un valor $\alpha = k\tau$ en el mismo sentido que la torsión aplicada (τ). Consecuentemente, un observador en estas coordenadas locales verá el haz lineal rotar con una velocidad $-\tau + k\tau$

= $-\tau(1-k)$ en una fibra fuertemente torsionada. Las ecuaciones de los modos acoplados quedarán, aplicando el caso particular que nos ocupa a la ec.(2.82),

$$\begin{aligned}\frac{dA_x}{dz} &= \frac{j\delta\beta}{2} A_x + (1-\zeta)\tau A_y \\ \frac{dA_y}{dz} &= -(1-\zeta)\tau A_x - \frac{j\delta\beta}{2} A_y\end{aligned}\quad (2.105\text{ayb})$$

La velocidad de rotación se considera elevada (fibra fuertemente torsionada) si se cumple la condición

$$\frac{(1-\zeta)\tau}{\delta\beta} \gg 1 \quad (2.106)$$

En fibras estándar la máxima torsión aplicada vendrá limitada por la posibilidad de rotura física de la propia fibra. De forma aproximada, no es posible inducir una torsión mayor que 100 vueltas/m por lo que, si se desea satisfacer la condición de la ec.(2.106), la birrefringencia lineal de la fibra utilizada no podrá ser excesiva.

Para ver el efecto de la torsión en la fibra deben solucionarse la ecuaciones de los modos acoplados. Tomemos para ello la forma matricial de las ecs.(2.105):

$$\frac{d\mathbf{A}}{dz} = \mathbf{K}\mathbf{A} \quad \text{donde } \mathbf{K} = \begin{bmatrix} j\frac{\delta\beta}{2} & (1-\zeta)\tau \\ -(1-\zeta)\tau & -j\frac{\delta\beta}{2} \end{bmatrix} \quad (2.107)$$

La diagonalización de esta matriz se obtiene a través de la transformación

$$\mathbf{A} = \mathbf{O}\mathbf{W} \quad (2.108)$$

donde

$$\mathbf{O} = \begin{bmatrix} \cos\phi & j\sin\phi \\ j\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \quad \text{con } \phi = \frac{1}{2} \arctg \frac{2(1-\zeta)\tau}{\delta\beta} \quad (2.109)$$

Sustituyendo esta ecuación en (4.9) se obtienen ecuaciones diferenciales independientes para los elementos W_x y W_y del vector columna \mathbf{W} cuyas soluciones exponenciales son (Λ),

$$\mathbf{W}(z) = \Lambda\mathbf{W}(0), \text{ tal que, } \Lambda = \begin{bmatrix} e^{\lambda z} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda z} \end{bmatrix} \text{ con } \lambda = j \left\{ [(1-\zeta)\tau]^2 + \left(\frac{\delta\beta}{2}\right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.110)$$

En ellas λ y $-\lambda$ son los valores propios, por lo que las funciones exponenciales $e^{\lambda z}$ y $e^{-\lambda z}$ son las funciones propias.

Si, partiendo de (2.108) se toma

$$\mathbf{W}(0) = \mathbf{O}^{-1}\mathbf{A}(0) \quad (2.111)$$

entonces, a través de (2.110), se llega, de nuevo con (2.108), a

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{O}\mathbf{W}(z) \quad (2.112)$$

Así pues, una solución formal para la fibra torsionada viene dada por

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{O}\Lambda\mathbf{O}^{-1}\mathbf{A}(0), \quad \mathbf{T}_1 = \mathbf{O}\Lambda\mathbf{O}^{-1} \quad (2.113)$$

donde T_1 es la matriz de transferencia de la fibra torsionada en las coordenadas locales.

Bajo las condiciones de torsión fuerte dadas por la ec.(2.106):

$$\begin{aligned} \mathbf{O} &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \\ \mathbf{O}^{-1} &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \\ \Lambda &\rightarrow \begin{bmatrix} e^{j(1-\zeta)z} & 0 \\ 0 & e^{-j(1-\zeta)z} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.114)$$

La ecuaciones (2.107)-(2.110) proporcionan la base matemática suficiente para el análisis de la fibra torsionada en las coordenadas locales. Si se cumple la condición de "torsión fuerte" la derivación matemática se simplifica enormemente usando las expresiones asintóticas dadas por (2.114). Sustituyendo esas expresiones en (2.110) se obtiene, para las coordenadas locales,

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{T}_1(z)\mathbf{A}(0) \quad (2.115)$$

$$\mathbf{T}_1(z) = \begin{bmatrix} \cos(1-\zeta)z & \sin(1-\zeta)z \\ -\sin(1-\zeta)z & \cos(1-\zeta)z \end{bmatrix} \quad (2.116)$$

$T_1(z)$ es la matriz de transferencia de la fibra fuertemente torsionada. Esta matriz representa, como era de esperar desde la simple intuición, una rotación de la distribución del campo de ángulo $(1-k)z$.

Una vez obtenida la solución en las coordenadas locales, la solución correspondiente a las coordenadas fijas se obtiene mediante una simple rotación en el sentido contrario a la torsión y de su mismo valor:

$$\mathbf{R}(-z) = \begin{bmatrix} \cos(z) & -\sin(z) \\ \sin(z) & \cos(z) \end{bmatrix} \quad (2.117)$$

En $z=0$, $\mathbf{R}(-z)$ se reduce a la matriz unidad lo que significa, como debe ser, que las coordenadas locales y las fijas coinciden. Ello significa que $\hat{\mathbf{A}}(0) = \mathbf{A}(0)$, donde, como se define en [2.20], $\hat{\mathbf{A}}$ corresponde a una cantidad en las coordenadas fijas. Tomando las ecuaciones (2.115) y (2.117) la solución en las coordenadas fijas viene dada por

$$\hat{\mathbf{A}}(z) = \mathbf{R}(-z) \mathbf{A}(z) = \mathbf{R}(-z) \mathbf{T}_1(z) \mathbf{A}(0) = \hat{\mathbf{T}}(z) \hat{\mathbf{A}}(0) \quad (2.118)$$

donde

$$\hat{\mathbf{T}}(z) = \begin{bmatrix} \cos(\zeta z) & -\sin(\zeta z) \\ \sin(\zeta z) & \cos(\zeta z) \end{bmatrix} \quad (2.119)$$

Tanto $T_1(z)$ (en la ec. 2.115) como $\hat{T}(z)$ describen las propiedades globales de la fibra torsionada, independientemente de cual sea la luz a su entrada. La forma particular en que se propagará la onda óptica por la fibra sí dependerá del tipo de luz a la entrada.

Si se considera luz con polarización circular (supóngase a derechas)

$$\mathbf{A}(0) = \hat{\mathbf{A}}(0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} \quad (2.120)$$

Aplicando esta expresión a la ec.(2.118) se observa que la polarización tras haber recorrido z es (se supondrán a partir de aquí siempre las coordenadas fijas)

$$\hat{\mathbf{A}}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} e^{-j\zeta z} \quad (2.121)$$

Si se aplica luz circularmente polarizada a izquierdas se obtiene

$$\hat{\mathbf{A}}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} e^{j\zeta z} \quad (2.122)$$

Así pues, puede concluirse que, en las coordenadas fijas, la circular a derechas sufre un cambio de fase $-\kappa z$ mientras que la circular a izquierdas sufre κz . Para un haz lineal o elíptico, la elipticidad no se verá afectada mientras que la inclinación padecerá una rotación, en el mismo sentido que la torsión aplicada, de valor κz .

Aunque se ha considerado hasta aquí que la birrefringencia lineal sea despreciable, un punto importante será verificar bajo qué condiciones ello es asumible y más concretamente, centrando la atención en el caso de fibra curvada, cuál es la tolerancia de las soluciones obtenidas a la curvatura.

Supóngase luz circular a derechas a la entrada de la fibra. El problema consiste en calcular qué fracción de potencia se convierte al modo no excitado (circular a izquierdas). La transferencia de potencia del modo deseado al otro se dará en dB (si esta pérdida es del 1% se corresponderá a -20dB). La elección de los modos circulares para el estudio de este problema simplifica el análisis matemático.

Sean las ecuaciones de los modos de polarización acoplados con base de modos circulares de [2.20] y considérese que $\delta\beta$ equivale a la birrefringencia lineal provocada por la curvatura de la fibra, que se supondrá mucho mayor a las otras causas posibles.

Si se asume que la pérdida de potencia para el modo E_R es despreciable, puede suponerse que la forma de ese modo tras haber recorrido z será

$$E_R(z) \approx e^{-j\zeta z} \quad (2.123)$$

Utilizando esta expresión en (4.28) se obtiene una ecuación diferencial independiente para E_L de la forma:

$$\frac{dE_L}{dz} = j \frac{\delta\beta}{2} e^{-j\zeta z} + j\zeta\tau E_L \quad (2.124)$$

Su solución viene dada por

$$E_L(z) = j \frac{\delta\beta}{2\zeta\tau} \text{sen}(\zeta z) \quad (2.125)$$

Así pues, el valor máximo de la potencia transferida al modo ortogonal es

$$|E_L(z)|^2 = \left(\frac{\delta\beta}{2\zeta\tau} \right)^2 \quad (2.126)$$

Si se normaliza la potencia del modo E_R , $|E_L|^2$ es simplemente la relación entre la potencia acoplada al otro modo y la potencia del modo deseado.

Tomando que la birrefringencia inducida por la curvatura crece con el inverso del cuadrado de su radio,

$$\delta\beta \approx 0,85 \left(\frac{r^2}{\lambda} \right) R^{-2} \tag{2.127}$$

donde r y λ son el radio de la sección de fibra y la longitud de onda de trabajo. Sustituyendo esta expresión en la ecuación (2.126) se llega a

$$R^2 \tau = \frac{0,85}{2\zeta} \frac{r^2}{\lambda \eta^{1/2}} \approx 6,07 \left(\frac{r^2}{\lambda} \right) \eta^{-1/2} \tag{2.128}$$

donde $\eta = |E_L/E_R|^2$. En la figura 2.7 se muestran curvas teóricas para diferentes radios de curvatura. La conclusión más importante es que si se desea por ejemplo $\eta \approx -40$ dB y un radio de curvatura de la fibra de la fibra de 50 mm, serán necesarias torsiones del orden de 700 vueltas por metro, que son físicamente imposibles.

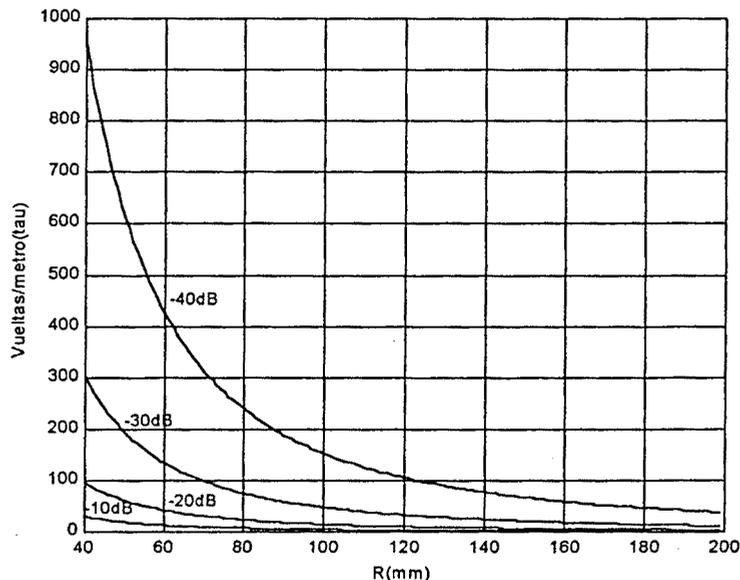


Figura 2.7. Valor de la potencia acoplada al modo circular indeseado en función del radio de curvatura de la fibra y de la torsión aplicada a la misma.

En nuestro trabajo y como se verá en el capítulo de las realizaciones, se utilizará fibra con un radio de curvatura aproximado de 55 mm a la cual se aplicará una torsión de 20 vueltas/m. Es por ello que en la siguiente figura se ofrece una ampliación de la zona de interés, en la que se observa que el acoplo de potencia entre los modos circulares para esa zona es inferior a -10dB.

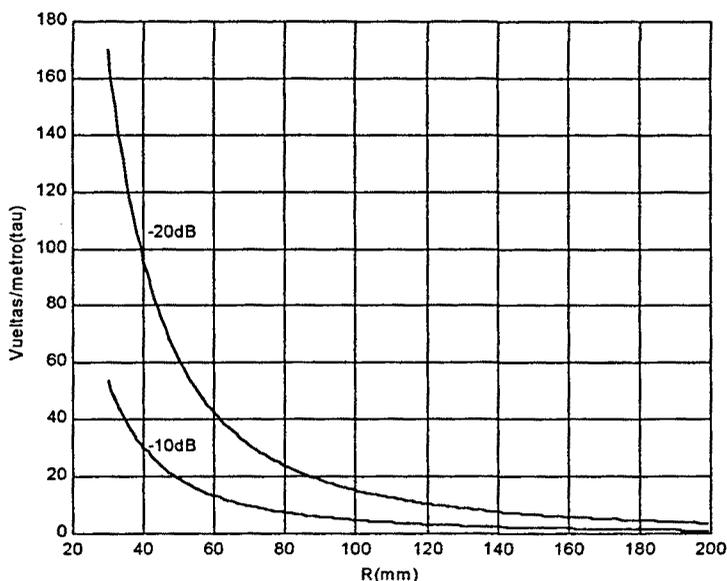


Figura 2.8. Valor de la potencia acoplada al modo circular indeseado en función del radio de curvatura de la fibra y de la torsión aplicada a la misma para torsiones inferiores a 200 vueltas/m.

-Aplicación de un campo eléctrico.

Cuando se aplica un campo eléctrico perpendicular al eje de la fibra aparece birrefringencia lineal debido al efecto Kerr de valor

$$\Delta\beta = 2\pi B_k E^2 \tag{2.129}$$

donde B_k es la constante de Kerr del material (o constante electroóptica) y para fibras de Si es muy pequeña y E es el campo eléctrico transversal aplicado. Esta componente será en general despreciable frente a otras contribuciones a la birrefringencia.

-Aplicación de un campo magnético.

La aplicación de un campo magnético de dirección axial (paralela a la fibra) induce en la misma birrefringencia circular. Se conoce este fenómeno como efecto Faraday y la birrefringencia inducida es

$$\Delta\beta=2VH \tag{2.130}$$

donde V, conocida como constante de Verdet, es una característica de cada material y presenta un valor muy pequeño en fibras de Si. Ello hará que la birrefringencia inducida por esta causa sea también despreciable. Sin embargo, el estudio de este efecto y la realización de dispositivos basados en él es, como se vio en la introducción, una de las principales aportaciones de esta tesis. Es por ello que se volverá a incidir en él en los capítulos dedicados a las aplicaciones realizadas.

-Influencia de la temperatura.

En entornos ambientales estables, las variaciones de la polarización de la luz que se propaga por una fibra óptica tienen su origen principal en las variaciones térmicas. Dentro de este trabajo [2.12], se han realizado medidas sobre fibra monomodo estándar de la variación de los parámetros de Stokes con la temperatura.

Las pruebas se realizaron sobre 32 km de fibra arrollada sobre 5 carretes de aproximadamente 20 cm de diámetro medio. El experimento consistió en aplicar rampas de temperatura entre 25° y 70° C, con una duración de 1 hora para cada rampa (dos horas para cada ciclo completo subida-bajada). Realizando esta misma secuencia durante 24 horas, se fueron almacenando los valores de los parámetros de Stokes a la salida del enlace cada 2 minutos.

En la figura 2.9 se muestran las funciones de densidad de probabilidad obtenidas. Se observa como la distribución se aleja sensiblemente de la uniforme. Es de esperar que repitiendo las mismas experiencias durante varios días las curvas se aplanasen.

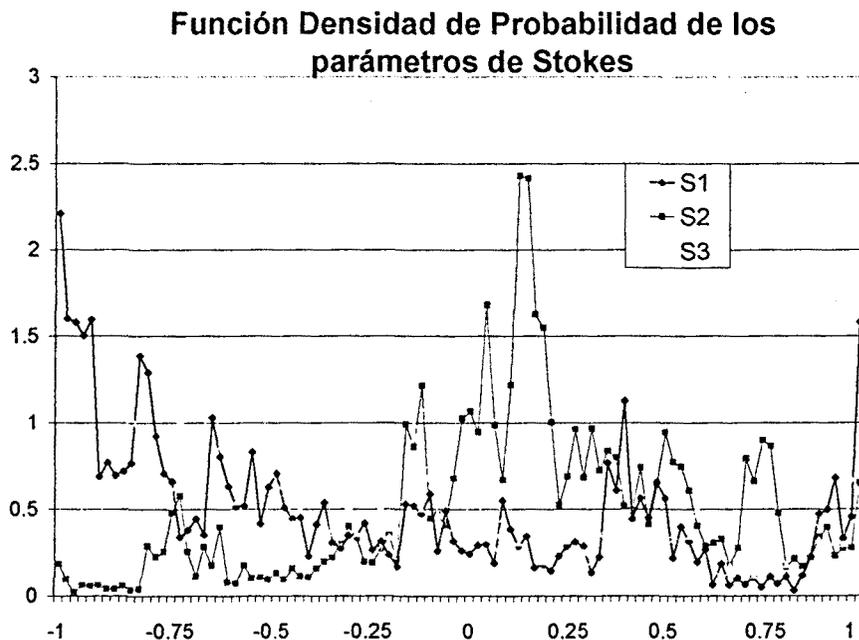


Figura 2.9. Medida de las funciones densidad de probabilidad de los parámetros de Stokes en 32 Km de fibra óptica monomodo variando la temperatura ambiente.

2.7.3. Variación temporal y frecuencial.

Se han analizado diferentes estudios de la rapidez de las variaciones que provoca la fibra en el SOP de la luz que por ella se propaga. En concreto las fluctuaciones más bruscas se producen en el proceso de instalación de la fibra y en estos estudios se han implementado unas variaciones mecánicas en condiciones forzadas para simular el peor caso posible en la instalación. La tabla 2.3 recoge la máxima frecuencia de variación detectada es estas condiciones. En el peor de los casos llega hasta los 2KHz, sin embargo estas variaciones tan rápidas son de baja excursión y no es necesario seguirlas. En definitiva, la conclusión

que recogen los mismos estudios es que las fluctuaciones del SOP en un tramo de fibra raramente superarán los 10 Hz de frecuencia. Los estudios de variación en fibra ya instalada (en un entorno estable) presentan resultados con fluctuaciones cuyos períodos son del orden de horas, debidas básicamente a las variaciones térmicas durante el día.

Ref.	Velocidad necesaria típica (Hz)	Frec. max. fluct. condic. forzadas (Hz)	Comentarios.
[2.13]	< 1	2000	Se realiza un CP capaz hasta 25 Hz.
[2.14]	< 0.1	150	Densidad espectral: $f_{3dB}=0,24\text{Hz}$. Pendiente= 29dB/dec .
[2.15]	< 5	50	Medidas tomadas durante instalación.
[2.16]	< 10	60	Máxima densidad espectral entre 5 y 10Hz.

Tabla 2.3: Velocidad de variación del SOP en enlaces experimentales.

Medidas en instalaciones reales [2.17], indican que la trayectoria seguida por el SOP durante intervalos elevados de tiempo se distribuye uniformemente sobre toda la esfera de Poincaré, lo que significa que su variación es efectivamente aleatoria. Se observa además que el grado de polarización de la luz es siempre superior a 0,95.

Se llega a la conclusión [2.18] de que las densidades espectrales de potencia para los tres parámetros (s_1 , s_2 y s_3) de Stokes son muy similares, exhibiendo todas ellas un comportamiento pasabajo con una frecuencia de corte y una pendiente de caída que varían en función de las condiciones operativas. Por ejemplo, durante la instalación de la fibra se encontró una frecuencia de corte de 0,24Hz y una pendiente de -29db/dec, mientras que una vez instalada estos valores pasaron a ser de 0,04Hz y -24dB/dec. En cualquier caso, cuando se manipula la fibra, pueden llegar a detectarse (tabla2.3) variaciones de los parámetros de frecuencia mucho mayor.

Finalmente, se ha estudiado [2.19] cómo varía la polarización de la luz que emerge de una fibra óptica en función de su longitud de onda. Para ello, se ha considerado un enlace de 140 km que se ha simulado como la concatenación de sucesivos tramos de fibra cada uno de los cuales presenta cierta birrefringencia lineal con ejes propios aleatorios uniformemente distribuidos. La longitud de cada tramo se ha tomado también como una variable aleatoria de media 0,5 km y con distribución gaussiana entre 0,1 km y 3 km. Se ha supuesto un polarizador a la salida del enlace total calculándose la potencia a la salida tras el polarizador. La figura 2.10 muestra los resultados obtenidos. La conclusión que se extrae de la misma es que el SOP de salida puede cambiar bruscamente variando la frecuencia en tan sólo 1nm. Evidentemente el valor del incremento necesario para que se produzcan cambios es función de la longitud de fibra atravesada, decreciendo al aumentar esta última.

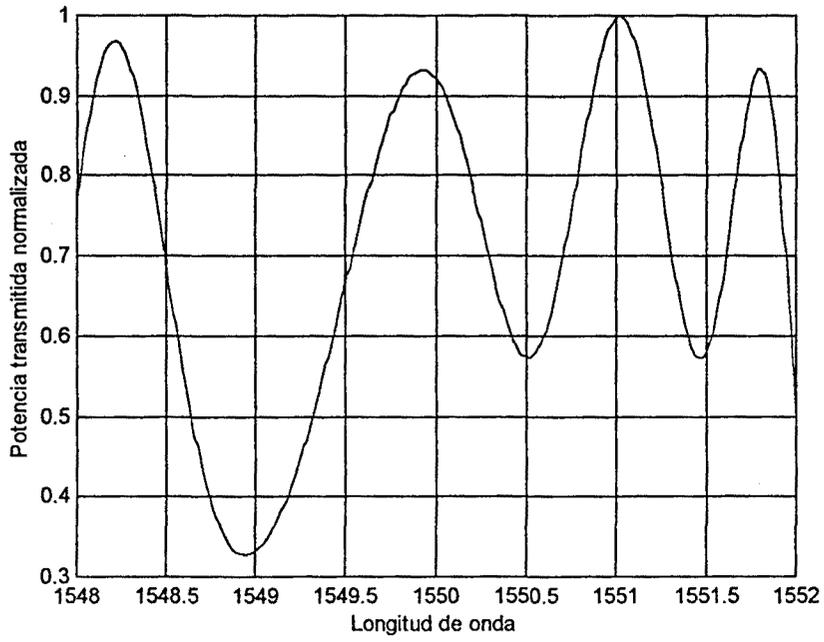


Figura 2.10. Potencia detectada a la salida de un polarizador tras un tramo de 140 km, en función de la longitud de onda de la luz alrededor de 1550 nm.

Referencias.

- [2.1] Paul A. Tipler
"Física" Vol2
Ed.Reverté, 1994.
- [2.2] B.E.A. Saleh, M.C.Teich
"Fundamentals of Photonics"
John Wiley & Sons, Inc, 1990.
- [2.3] Frank L.Pedrotti, Leo S.Pedrotti
"Introduction to Optics" 2ndEdition
Prentice Hall, 1990.
- [2.4] M.Born, E.Wolf
"Principles of Optics"
Pergamon Press, 1975.
- [2.5] W.H.Louisell
"Coupled mode and Parametric Electronics"
John Wiley & Sons, 1960.
- [2.6] S.C.Rashleigh
"Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers"
Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-1, No. 2, 1986.
- [2.7] J.Noda *et al.*
"Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications"
Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, No. 8, 1986.
- [2.8] H.C.Lefevre
"Single-mode fractional wave devices and polarization controllers"
Electr.Lett., vol.16, no.20, 1980.
- [2.9] R.Ulrich *et al.*
"Bending induced birefringence in single-mode fibers"
Opt.Lett., vol.5, no.3, 1980.
- [2.10] S.C.Rashleigh and R.Ulrich *et al.*
"Polarization mode dispersion in single mode fibers"
Opt.Lett., vol.3, 1978.
- [2.11] R.Ulrich and A.Simon.
"Polarization optics of twisted single mode fibers"
Applied Optics, vol.18, no.13 1979.
- [2.12] PFC de J.M.Perdigués, dirigido por J.Comellas
"Controlador difus de l'estat de polarització de la llum per a receptors coherents òptics"
Enginyeria La Salle, Barcelona, 1997
- [2.13] T.Pikaar
"Nondeterministic endless control system for active polarization control",
Journal of Lightwave Technology, vol.7, no.12, 1989.
- [2.14] C.D.Poole
"Polarisation fluctuations in a 147Km undersea lightwave cable during installation"
Electr.Lett., vol.23, no.21, 1987.

- [2.15] Y.Namihira
"Dinamic polarization fluctuation characteristics of optical fiber submarine cables under various environmental conditions",
Journal of Lightwave Technology., vol.6, no.5, 1988.
- [2.16] S.Ryu
"Polarisation fluctuation of submarine-cabled single-mode optical fibres in ocean installation"
Electr.Lett., vol.23, no.7, 1987.
- [2.17] M.J.Creaner *et al.*
"565 Mbit/s Optical PSK Transmission System with Endless Polarization Control"
Electr.Lett., vol.24, no.5, 1988.
- [2.18] C.D.Poole *et al.*
"Polarization Fluctuations in a 147 undersea lightwave cable during installation"
Electr.Lett., vol.23, no.21, 1987.
- [2.19] PFC de X.Canal, dirigido por J.Comellas
"Estudi de la dispersió deguda a la polarització "
Enginyeria La Salle, Barcelona, 1999
- [2.20] Huang Hung-chia
"Microwave Approach to Highly Irregular Fiber Optics"
John Wiley & Sons, Inc, 1998

3 Efectos debidos a la polarización en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica.

3.1. Introducción.

En el capítulo precedente se vio que el carácter anisotrópico de la fibra óptica hace que el SOP de la luz que se propaga por su interior varíe. Esta variación resulta además de difícil caracterización, por cuanto sus causas se encuentran aleatoriamente distribuidas a lo largo de la fibra y son variantes en el tiempo. Trataremos en este capítulo cómo puede influir este problema en los sistemas de transmisión por fibra óptica.

Históricamente, dado que los detectores de luz son sensibles únicamente al nivel de potencia incidente, y éste es independiente de la distribución transversal de los campos, las fluctuaciones del SOP no han sido consideradas como un problema en los enlaces de fibra óptica. Sin embargo, los importantes avances tecnológicos conseguidos en la última década, como la amplificación totalmente óptica o la reducción de la anchura espectral de las fuentes, han hecho que el tratamiento de la polarización sea en la actualidad uno de los principales focos de atención de los investigadores.

Cronológicamente, cuando a mediados de la década de los 80 se vislumbra la detección óptica heterodina como realizable, cobra importancia por vez primera el tratamiento de la polarización. La adaptación entre los SOP de la señal recibida y del láser oscilador local se presenta como uno de los principales escollos a salvar. Así, múltiples esfuerzos de investigación [3.1]-[3.4] se concentran en esta tarea. Hacia 1995 se decide posponer, debido a los múltiples problemas tecnológicos aún no superados, la implantación de los sistemas coherentes. Sin embargo, cuando la tecnología actual ha permitido prácticamente librarse de los problemas "tradicionales" de las comunicaciones por fibra óptica, (el paradigma de los cuales es, con toda seguridad, la dispersión cromática), aparecen problemas debidos a la polarización [3.5], [3.6] que, en los sistemas de generaciones anteriores, quedaban enmascarados por aquellos. Puede pues concluirse que los sistemas con detección directa actuales y futuros presentan una serie de problemas asociados a la polarización de las portadoras ópticas.

El estudio de la influencia de la polarización en los sistemas de comunicación por fibra óptica se dividirá en dos apartados. En el primero de ellos (3.2) se tratará la problemática generada por la polarización en los sistemas coherentes. Aunque, como se ha dicho anteriormente, los sistemas coherentes no han sido definitivamente implantados, gran parte del trabajo realizado en esta tesis está enfocada a ellos. El último apartado de este capítulo (3.3) contiene la recopilación y el estudio de los problemas generados por la polarización en los sistemas con detección directa de última generación. Una conclusión importante que podrá extraerse reside en que muchas de las realizaciones motivadas por los sistemas coherentes son transportables al dominio de los sistemas con detección directa.

3.2. Sistemas coherentes.

Como se vio en el capítulo introductorio de este trabajo, los sistemas con detección coherente acabarán siendo implantados, si la demanda de ancho de banda sigue creciendo como es de esperar, ya que ofrecen una mucho mayor eficiencia espectral además de una importante mejora en la sensibilidad de los receptores. Técnicamente, los sistemas ópticos coherentes representan el símil a frecuencias ópticas de los radiorreceptores heterodinos. El principio de funcionamiento se muestra en la figura 3.1. La señal óptica modulada procedente del transmisor láser se convierte al dominio eléctrico mediante el proceso de mezcla óptica con la señal del láser oscilador local. Los dos haces de luz se combinan en el acoplador óptico mientras que en el fotodetector (elemento de respuesta no lineal sino cuadrática) tiene lugar el batido a frecuencia intermedia. Esta señal eléctrica conserva la información de amplitud y fase de la señal óptica recibida, y por tanto se utilizan técnicas similares a las desarrolladas en radiocomunicaciones: modulación de amplitud (ASK), de frecuencia (FSK) y de fase (PSK), con sus respectivas variantes; la señal es tratada en frecuencia intermedia con técnicas convencionales de microondas: es amplificada, filtrada y demodulada. Una vez en banda base, la señal de información es ecualizada y regenerada. En cada una de las posibles alternativas, la portadora óptica deberá ser modulada de distinta forma en el transmisor. Esta característica fundamental de los sistemas coherentes de poder tratar la señal óptica en módulo y fase los diferencia claramente de los sistemas convencionales de detección directa, en los que el receptor es únicamente sensible a la potencia óptica recibida, y les confiere un rango de posibilidades de diseño muy amplio, ya que según el formato de modulación y demodulación escogido, tanto las prestaciones como los requerimientos prácticos son dispares. Los motivos para elegir un formato u otro son distintos respecto a las radiocomunicaciones. En comunicaciones ópticas la eficiencia de banda no es un parámetro esencial y, en cambio, la coherencia espectral del láser, así como la posibilidad de no tener que recurrir a moduladores externos para el mismo, sí son factores limitativos.

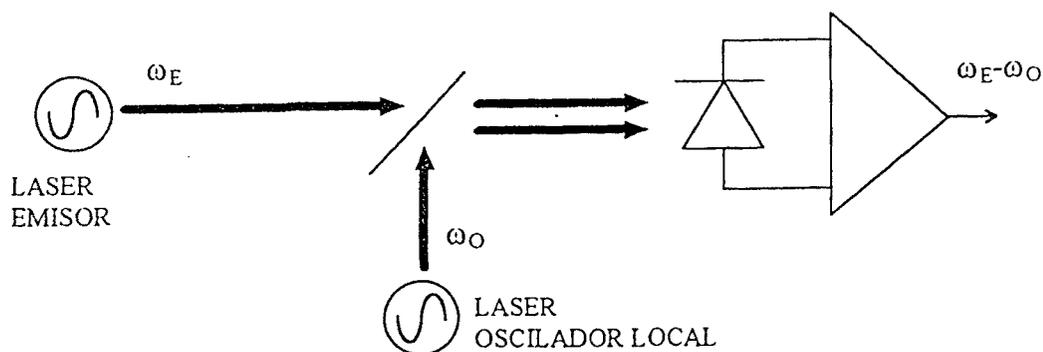


Figura 3.1. Esquema de la detección óptica coherente.

La frecuencia intermedia es la diferencia entre la frecuencia de la portadora óptica transmitida y la del láser oscilador local. Esta frecuencia puede hacerse nula si se implementa un PLL óptico, en cuyo caso hablaríamos de sistema coherente homodino. Dado que es prácticamente irrealizable, en general únicamente se consideran los sistemas coherentes heterodinos, aunque presenten una pérdida teórica de sensibilidad de 3 dB respecto a los homodinos.

Estos principios físicos de los sistemas coherentes y sus ventajas asociadas ya se describieron mediada la década de los 70. La razón por la cual se dejaron de lado es puramente tecnológica. Como contrapartida a la considerable mejora de sensibilidad y de aprovechamiento de la gran capacidad de la fibra, los sistemas coherentes multigigabit requieren componentes críticos y altas prestaciones en cada uno de sus subsistemas, especialmente en los anchos de línea espectrales de los láseres y en la tecnología electrónica de banda ancha. Por tanto, el hecho de disponer en un plazo breve del enorme producto capacidad-distancia que prometen, depende en gran manera de la evolución de la tecnología que, de seguir la tendencia actual, estará a punto en breve.

Para el correcto funcionamiento de un receptor coherente se hace necesaria la adaptación entre los SOP de las señales recibida y del láser oscilador local. Dado que la polarización de la señal óptica proveniente del transmisor es desconocida y cambiante en el tiempo, deberá integrarse algún mecanismo capaz de conseguir esa adaptación de un modo permanente. Las alternativas básicas para adaptar las polarizaciones en el receptor son dos [3.7]:

1. Controlador de polarización, que actúa sobre el SOP de la señal del láser oscilador local, adaptándolo al de la señal recibida.
2. Receptor con diversidad de polarización, el cual procesa por separado las dos componentes ortogonales de las señales a tratar, volviéndolas a unir una vez hayan sido demoduladas.

Se han propuesto asimismo estrategias que podrían solucionar el problema en el transmisor. De entre ellas, la más eficiente [3.8] consiste en aleatorizar la polarización del campo óptico transmitido de forma que varíe con un periodo mucho menor que el tiempo de bit. De este modo se consigue independizar la detección de la polarización de los dos haces a costa de reducir la sensibilidad en 3 dB.

Una última alternativa, cuya implementación parece imposible por cuanto supondría el rechazo de toda la fibra instalada en la actualidad, consiste en el uso de fibra mantenedora de la polarización [3.9].

3.2.1. Control de la polarización.

A lo largo de este trabajo se han realizado diferentes experiencias encaminadas a la resolución de este problema. Nuestros esfuerzos se han centrado principalmente en el estudio de diversas técnicas para el control de la polarización de la luz, tanto por lo que hace referencia al principio físico utilizado como a la estrategia para conseguir esta adaptación de un modo dinámico y automático. Dejaremos las aplicaciones concretas realizadas, así como las prestaciones obtenidas, para capítulos posteriores, y nos limitaremos, en este capítulo, a la definición del problema así como a acotar las

consecuencias que puede tener en el funcionamiento del receptor. Se presentará asimismo una recopilación general de las diversas opciones técnicas que posibilitan el control de la polarización de la luz.

En general cualquier dispositivo compuesto de material con anisotropía variable podrá utilizarse como controlador de la polarización. Haciendo uso de esta propiedad, será capaz de convertir un SOP cualquiera en otro que se desee mediante variaciones de la birrefringencia que introduce. En los sistemas coherentes el controlador se intercala normalmente en el camino de la señal del oscilador local, cuyo SOP será transformado para acercarlo al de la señal recibida. En la figura 3.2 puede verse el diagrama de bloques de un receptor con controlador de polarización. La causa de intercalar el controlador en la rama del oscilador local estriba en que la pérdida de potencia para esta señal es menos crítica dado que la información se encuentra en la otra.

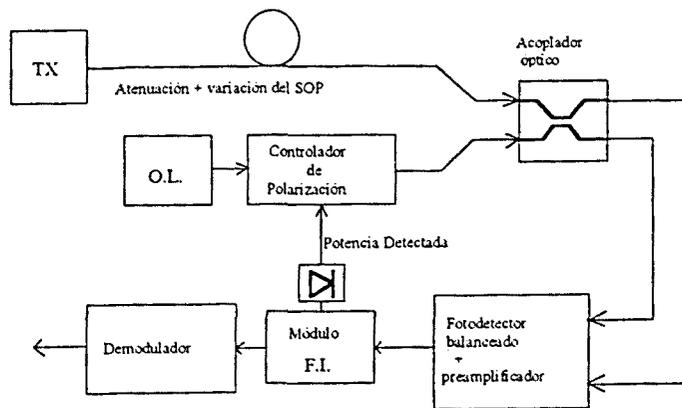


Figura 3.2. Esquema de un sistema coherente con control de polarización.

La potencia detectada en frecuencia intermedia será proporcional al grado de adaptación entre los SOP de las dos señales y será el parámetro a maximizar, además de ser la variable que se utilizará para actuar sobre el controlador. Concretamente, la señal útil (en términos de corriente al cuadrado), será proporcional al producto de las potencias ópticas de la señal recibida y del láser oscilador local [3.10] pero estará afectada por el grado de desadaptación de las polarizaciones de ambos campos eléctricos

$$S = 2R^2 P_{LO} P_S \cos^2 \eta \tag{3.1}$$

En esta expresión η es el ángulo equivalente que forman ambas polarizaciones y es igual a la mitad del ángulo sobre la esfera de Poincaré entre los SOP de ambas señales (igual a la diferencia de inclinaciones cuando la elipticidad es nula). Se ha derivado una expresión para el mismo, en función de las inclinaciones (α_i) y elipticidades (φ_i) de las dos luces mezcladas, que resulta ser

$$\cos 2\eta = \cos 2(\alpha_1 \alpha_2) \cos 2\varphi_1 \cos 2\varphi_2 + \sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2 \tag{3.2}$$

Tenemos, por tanto, una relación directa entre la desadaptación del SOP y la pérdida de sensibilidad del receptor. Por ejemplo, si la diferencia es de 27° habrá que incrementar en 1dB la potencia de entrada para obtener el mismo valor de S que para adaptación total de los SOPs.

El principal inconveniente en el funcionamiento de un controlador de polarización es que deberá ser reajustado cada vez que se produzca una variación en las condiciones de la fibra. Afortunadamente, aunque la birrefringencia introducida por la fibra puede ser considerable debido a su enorme longitud, varía poco y lentamente si las condiciones físicas bajo las que se encuentra son estables, con lo que el controlador de polarización resultará eficiente en muchas ocasiones.

Pueden entreverse ya cuáles serán los requisitos que deberá satisfacer un controlador de polarización para que su funcionamiento sea aceptable:

- Poder adaptar dos estados cualesquiera, es decir, ser capaz de transformar cualquier SOP que llegue a su entrada en cualquier otro que se desee.
- Funcionamiento sin fin, o capacidad para estar persiguiendo continuamente un SOP desconocido que, ya sea de forma rápida o lentamente, va variando. Como se verá, algunos de los dispositivos utilizados para el control de la polarización presentan un margen de funcionamiento finito, con lo que cabe la posibilidad de que alcancen su límite. El problema podrá solventarse implementando algoritmos de control del dispositivo que lo devuelvan a su margen correcto sin dejar de adaptar los SOP. Estos algoritmos conllevan, por regla general, utilizar en el dispositivo más elementos que los estrictamente necesarios para el control instantáneo del SOP.
- Rapidez, para que el receptor no sufra pérdidas inaceptables durante su funcionamiento debido a que el controlador no pueda seguir las variaciones introducidas por la fibra.
- Pérdidas de inserción bajas.

Como se ha dicho con anterioridad, cualquier dispositivo cuya birrefringencia sea ajustable podrá ser utilizado como controlador de polarización. Los distintos tipos de controladores que han sido propuestos hasta la fecha son [3.4], [3.11]:

- A. "Electromagnetic fiber squeezers" (fibra presionada): Su funcionamiento consiste en inducir birrefringencia en un tramo de fibra según uno de sus ejes propios, y en otro tramo según una dirección a 45° de ese eje propio. Ello se consigue mediante presión mecánica sobre la propia fibra. Ajustando el retardo inducido en cada dirección se alcanza a la salida el SOP deseado. Como ventajas de este tipo de elementos cabe mencionar su facilidad de construcción y sus bajas pérdidas de inserción. Como inconvenientes, la fatiga mecánica y las altas tensiones que deben aplicarse a los piezoeléctricos que se encargan de presionar la fibra.
- B. Cristales electroópticos: Se trata de materiales (por ejemplo el cristal líquido) que varían sus índices de refracción cuando se les aplica un campo eléctrico. Combinando varias secciones de este tipo de materiales (con sus ejes propios orientados en distintas direcciones) se consigue realizar un control de la polarización. En este caso la ventaja principal es la ausencia de fatiga mecánica.

- C. Láminas retardadoras: Se intercalan en el camino de la señal a controlar. Son láminas de algún material birrefringente. Basta con un retardador de $1/4$ de onda (QWP) y otro de media onda (HWP), que, al ser rotados, pueden convertir el SOP incidente en cualquiera que se desee. Presentan como principal argumento a su favor el poder ser montadas sobre dispositivos que permitan rotación ilimitada en un mismo sentido. Como inconveniente el que normalmente están construidos con cristales distintos a la fibra óptica, lo que implicará pérdidas considerables, respuesta lenta puesto que deben ser físicamente rotados y fatiga mecánica.
- D. Bucles rotables de fibra: El principio de funcionamiento es idéntico al caso anterior. Aprovechando que al curvar una fibra se induce en ella birrefringencia, se crean elementos que, al ser rotados, se comportan como láminas retardadoras. Su principal ventaja son sus bajas pérdidas de inserción por tratarse de trozos de fibra óptica estándar.
- E. Rotadores de Faraday: Aplicando un campo magnético en la dirección paralela a la fibra se obtiene birrefringencia circular. De esta forma, aplicando las corrientes adecuadas a dos rotadores de Faraday, entre los que se intercala un QWP, colocados en cascada, se consigue controlar la polarización.
- F. Óptica integrada: Dispositivo construido sobre un sustrato de LiNbO_3 , consiste en diversos elementos cada uno de los cuales puede variar, en función de las tensiones que se le aplican, tanto el módulo de su retardo como la dirección de sus ejes propios. Reúne por tanto las características de los demás siendo su principal inconveniente las altas pérdidas de inserción que presenta.

Como resumen cabe decir que el único tipo de controlador que podrá estrictamente "evolucionar sin fin" (no llegará jamás a encontrarse limitado), es el formado por láminas retardadoras, las cuales pueden ser montadas sobre soportes que les permitan rotación ilimitada en un mismo sentido. Por otro lado, sin embargo, este tipo de controlador (como el realizado con bucles de fibra), debe ser ajustado mecánicamente, ya sea de modo manual o mediante motores, lo cual implicará lentitud, además de fatiga mecánica. Los demás tipos de controlador pueden ser accionados electrónicamente, cosa que supone una notable ventaja en su integración en el receptor.

Durante la realización de este trabajo se han analizado, diseñado o construido distintos tipos de controladores, habiéndose comprobado sus prestaciones integrados en un receptor coherente. Será este punto una de las partes principales del capítulo destinado a las realizaciones. Queda pospuesta pues hasta el capítulo 4 la presentación de los resultados obtenidos, presentándose aquí simplemente una recopilación de distintos controladores publicados (tabla 3.1).

Autor	Año	Tipo	Control sin fin	Pérdidas inserción (dB)	Desadapt. polariz. (dB)	Rapidez (Hz)
Okoshi [3.12]	1985	Faraday (1300nm)	No	Bajas ?	< 1	0.1
Rumbaugh [3.11]	1990	Cristal líquido	Sí	?	< 3	?
Pikaar [3.2]	1989	Fibra presion.	Sí	?	< 1	25
Walker [3.13]	1988	"	Sí	3.1	< 0.5	0.01
Heismann [3.14]	1990	LiNbO3	Sí	?	< 1	10
Heismann [3.15]	1994	LiNbO3	Sí	?	< 1	700

Tabla 3.1: Tabla comparativa de controladores de polarización publicados.

3.2.2. Diversidad de polarización.

La segunda alternativa para conseguir independizar el receptor coherente del SOP de la señal recibida consiste en realizar un receptor con diversidad de polarización [3.16]-[3.19]. Conceptualmente, este receptor incorpora un dispositivo óptico (acoplador híbrido), cuyas funciones serán, por un lado, acoplar las dos señales a batir (luces recibida y del OL) y, por otro, separar las dos componentes de polarizaciones ortogonales que forman la señal a detectar (mediante un separador de polarización o PBS). En resumen se tendrán, a la entrada del receptor, no una sino dos señales ópticas con polarizaciones ortogonales. Las amplitudes respectivas de cada una de ellas serán función del SOP de la luz recibida ya que la del OL deberá estar equitativamente repartida entre ambas. La segunda característica del receptor con diversidad de polarización, consecuencia de la primera, consiste en que deberá duplicarse toda la cadena receptora. Cada una de las dos señales ortogonales deberá ser detectada, amplificada y demodulada para, una vez en banda base, volver a ser combinadas (ver Fig.3.3).

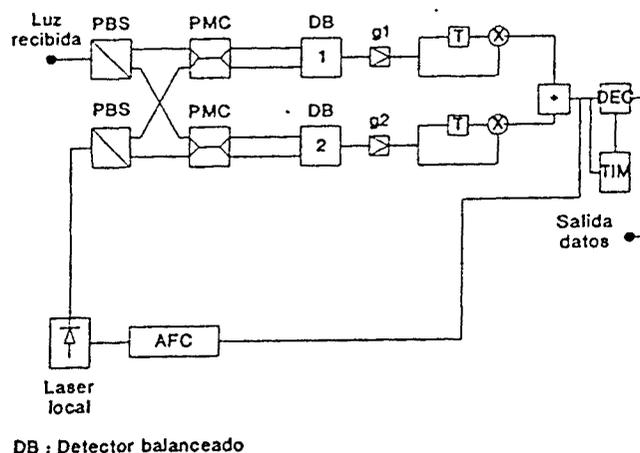


Fig. 3.3: Diagrama de bloques del receptor con diversidad de polarización.

La gran ventaja del receptor con diversidad frente al receptor con controlador de polarización estriba en que se consigue estrictamente independizar la recepción del SOP de la señal recibida (independientemente de la velocidad a la que se produzcan las fluctuaciones). Sin embargo, esta alternativa presenta una serie de inconvenientes que pueden resumirse en la dificultad que supone realizar dos cadenas receptoras idénticas. Algunos parámetros que afectan a un receptor de este tipo son:

- Ruido térmico: La utilización de dos detectores/preamplificadores implica un aumento en el ruido térmico global del sistema. Para subsanar este problema debería utilizarse un láser OL que entregara el doble de potencia que la requerida para un receptor de una sola rama.
- Reflexiones: Al existir un mayor procesamiento óptico las reflexiones en los diferentes dispositivos toman mayor importancia.
- Desadaptación de ganancias: Si las ganancias de ambas ramas no están apareadas, el funcionamiento del receptor estará sujeto al SOP de la señal recibida. Esta desadaptación se debe a una diferencia de pérdidas de exceso del híbrido para las dos componentes ortogonales, o a que el oscilador local no queda equitativamente repartido entre las dos ramas (ya sea por no presentar exactamente el SOP adecuado o por el desajuste del PMC a que se inyecta) o por las distintas ganancias de las dos ramas fotodetección-FI-demodulación, que al presentar una ganancia tan elevada, es fácil que tengan un desajuste. El BER será mejor cuando llegue más señal por la rama de mayor ganancia que cuando la potencia esté repartida, ya que entonces se amplifica más el ruido. Concretamente, para obtener una degradación en la sensibilidad no superior a 1dB, el apareamiento debe ser mejor que 1,9dB.
- Desadaptación de los tiempos de retardo: Los retardos de ambas ramas deberán también ser parejos, para que la suma en banda base de las señales de ambas polarizaciones sea siempre constructiva. A 2,5Gbit/s la diferencia de caminos debe ser inferior a unos 30ps.

Durante la realización de este trabajo se ha llevado a cabo el estudio teórico y práctico de la degradación que supone el comportamiento no ideal del dispositivo acoplador híbrido. Esta no idealidad queda plasmada en tres efectos:

- Pérdidas de inserción (y su dependencia con el SOP de las señales a la entrada).
- Crosstalk de polarización (CTR): Porción de la potencia de entrada en una de las componentes que es transformada por el dispositivo en potencia en la componente ortogonal. Es decir, en cada una de las salidas no tendremos exclusivamente luz en la componente adecuada sino que se hallará también cierta potencia en la componente ortogonal. Puede cuantificarse este parámetro como:

$$CTR = 10 \log \frac{Pot. comp. ortogonal}{Pot. comp. propia} \quad (3.3)$$

- Selectividad de polarización (PS): Si la separación de polarizaciones fuese ideal, cuando se inyecta al dispositivo luz en una de las componentes, ésta debería emerger únicamente por una de las salidas. En la realidad, una pequeña parte de esa luz tomará el otro camino apareciendo en la salida ortogonal. Llamamos a este efecto selectividad de polarización y puede cuantificarse como

$$PS = 10 \text{Log} \frac{\text{Pot. salida ortogonal}}{\text{Pot. salida deseada}} \quad (3.4)$$

- Reparto desigual de potencia en los PMC.

El acoplador híbrido sobre el que se ha trabajado, fabricado por Canadian Instruments & Research, consta (ver Fig. 3.3) de dos separadores de polarización (PBS) y dos acopladores mantenedores de polarización (PMC).

Las características de los submódulos (según el fabricante) son las siguientes:

PBS

- Selectividad de polarización = -15 dB
- Crosstalk de polarización = -15 dB
- Pérdidas de inserción = 0.4 dB

PMC

- Crosstalk de polarización = -20 dB
- Pérdidas de inserción = 0.2 dB

Tomando estos valores y haciendo el cálculo de la señal detectada a la salida del sumador de ambas ramas en función de estos parámetros y del estado de polarización se llega a que la degradación máxima provocada por el funcionamiento no ideal de híbrido óptico es de 0,87dB, de los cuales la mayor parte (0.6dB) son debidos a las pérdidas de exceso de los componentes. Se concluye pues, que bajo los valores dados por el fabricante, el procesado óptico de la señal no supone un problema grave para la realización del receptor. La caracterización experimental del dispositivo ha corroborado estas prestaciones (CTR=-18,6dB, PS=-18,5dB), excepto la relación de reparto a los balanceados (41%) y las pérdidas de exceso, que para una polarización en la segunda entrada con inclinación de 90° llega hasta los 2,4dB, valor muy superior al especificado por el fabricante. La causa de ello se encuentra en el paso de fibra monomodo estandar a fibra mantenedora de la polarización

Suponiendo $CTR_{PMC} = PS_{PBS} = CTR_{PBS} = CTR$, se llega a que la degradación teórica de la sensibilidad como consecuencia de la no idealidad del acoplador híbrido en función del valor de este parámetro toma la forma mostrada en la Fig.3.4 (con pérdidas de exceso ideales).

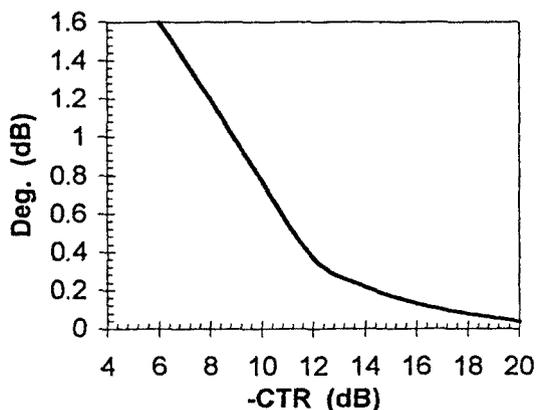


Fig. 3.4: Degradación de sensibilidad en función del CTR=PS.

A nivel eléctrico el tratamiento doble de la señal en frecuencia intermedia, demodulación y banda base corresponde al esquema práctico de la Fig.3.5, donde destacamos la ganancia global que repercute en cada una de las dos polarizaciones de la señal.

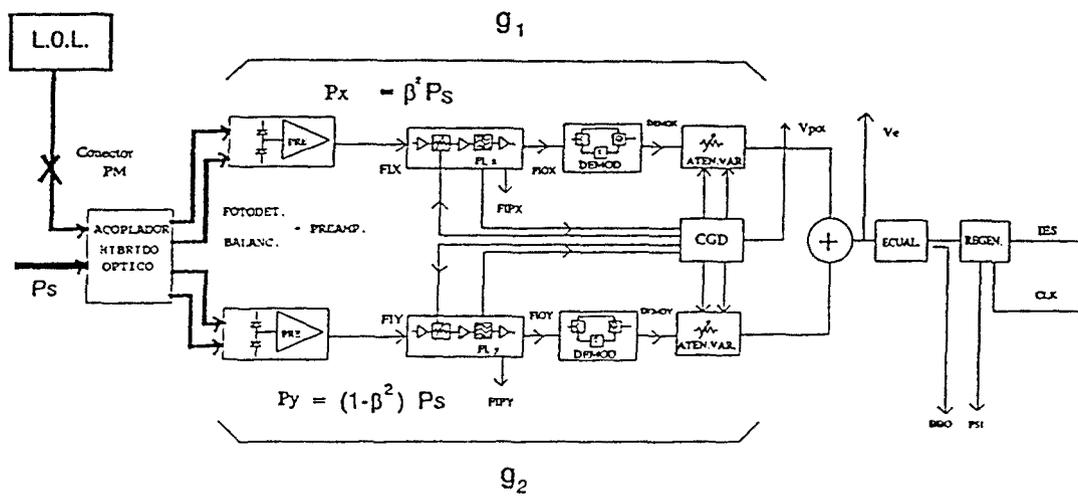


Fig. 3.5: Diagrama de bloques del receptor con diversidad implementado.

Al procesar eléctricamente las señales se introduce, debido a las características de los diferentes dispositivos, dependencia del BER con el SOP de la señal recibida. Si tenemos un SOP tal que incorpora $\beta^2 P_S$ a una de las ramas y $(1-\beta^2)P_S$ a la otra (P_S es la potencia total de señal recibida), la relación señal a ruido (SNR) a la salida del sumador será

$$SNR = \frac{k_{ex}^2 R^2 P_{LO} P_S (g_1 \beta + g_2 (1 - \beta^2)^{1/2})}{B_{FI} (q k_{ex} R P_{LO} + 2 i_n^2) (g_1^2 + g_2^2)} \quad (3.5)$$

donde k_{ex} son las pérdidas de exceso del híbrido óptico y vemos que la SNR también depende de las ganancias globales en corriente de cada rama $g_{1,2}$. Si estas ganancias son iguales y constantes, la relación SNR se degrada en función del SOP, tal como indica la Fig.3.6, por lo que conviene variarlas y optimizarlas para cada SOP. Es fácil deducir que se conseguirá la máxima SNR si se cumple la condición

$$\frac{g_1}{g_2} = \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (3.6)$$

y que esta condición implica además la independencia de β (del SOP de la señal recibida). Así debemos aumentar la ganancia de la rama de la polarización con mayor potencia y disminuir la de menor potencia, según la anterior expresión, consiguiéndose degradación nula.

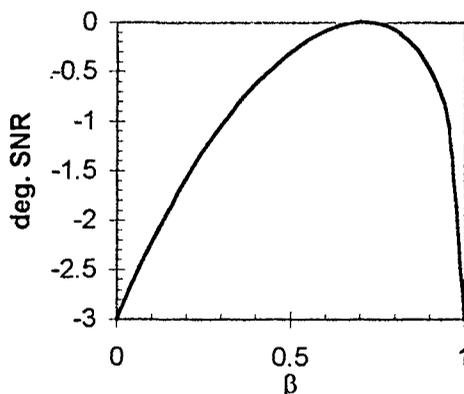


Fig. 3.6: Pérdida de sensibilidad en función del SOP con ganancias de las dos ramas iguales.

Por tanto, y teniendo en cuenta que trabajar en la zona de comportamiento lineal de los demoduladores presenta notables ventajas respecto a hacerlo en su zona cuadrática, deben incorporarse al receptor los circuitos de control electrónico necesarios para que las ganancias de las dos ramas se acerquen, en la medida de lo posible, a la condición requerida.

3.3. Sistemas MI-DD.

Como se ha mencionado en la introducción, los sistemas con detección directa de última generación se ven también afectados por una serie de problemas originados en la polarización de la luz. La continua necesidad de incrementar el ancho de banda utilizado ha llevado a importantes avances tecnológicos, que han llegado al mercado durante el último lustro. De entre estos cabe destacar:

- ◆ Amplificadores ópticos, (actualmente sólo para la tercera ventana) que permiten cubrir grandes distancias sin salir del dominio óptico.
- ◆ Dispositivos multiplexores y demultiplexores ópticos con capacidad para discriminar canales con separaciones menores que 0,5 nm.
- ◆ Fuentes láser con anchuras espectrales del orden de pocos MHz.
- ◆ Compensación prácticamente absoluta de la dispersión cromática en las fibras ópticas.

Todo ello ha llevado a las comunicaciones por fibra óptica hacia sistemas más complejos. Así, se ha pasado del enlace óptico tradicional (fuente-fibra-detector) a configuraciones más sofisticadas con multiplexación y amplificación óptica, y se vislumbra ya la llegada de redes totalmente ópticas [3.20] en las cuales será posible, mediante convertidores de longitud de onda y conmutadores ópticos, obtener unas prestaciones mucho mayores.

La complejidad de los sistemas, así como la mejora de los diferentes elementos que lo componen, ha provocado el nacimiento de nuevos problemas, algunos de los cuales se encuentran íntimamente relacionados con la polarización de la luz. Así, centrándonos en el fenómeno que nos atañe, aparecen tres grandes temas a resolver:

- Dispersión debida a la polarización (PMD): una vez se ha conseguido prácticamente eliminar la dispersión cromática, se hace notable, para enlaces largos (con amplificación óptica) y velocidades de transmisión altas, la diferencia entre los tiempos de llegada al receptor de las distintas componentes transversales del campo óptico.
- Ganancia dependiente de la polarización (PDG): de nuevo en sistemas con amplificación óptica, se da la circunstancia de que los amplificadores presentan diferencias en su ganancia para las distintas componentes ortogonales [3.21], [3.22]. Ello conlleva, en recepción y tras haber atravesado la señal una cascada de amplificadores, un nivel de señal dependiente de la polarización de la luz.
- Pérdidas dependientes de la polarización (PDL): la proliferación de dispositivos ópticos en el camino de la señal (aisladores, multiplexores, acopladores, etc.), y la dependencia de la polarización de cada uno de ellos, hace que las pérdidas del enlace no sean constantes con la polarización sino que la cadena atravesada introducirá unas pérdidas mayores o menores en función de la polarización de la luz a su entrada.

Cabe insistir en el hecho de que no se trata de problemas nuevos sino de problemas que en configuraciones más simples quedan enmascarados. Así, en un enlace sin optimización de la dispersión cromática, ésta será mucho mayor que la debida a la polarización por lo que esta última podrá ser despreciada. Del mismo modo, en un enlace tradicional fuente-fibra-detector, la ausencia de dispositivos ópticos hace despreciable la dependencia de las pérdidas con la polarización. Quizá la PDG es el único fenómeno de nueva aparición ya que va obviamente ligado a la existencia del amplificador óptico.

3.3.1. PMD.

Como se vio en el capítulo 2.7, la no circularidad de la sección de la fibra, ya sea debida a causas intrínsecas (proceso de fabricación) o extrínsecas (manipulación durante la instalación o cambios ambientales), provoca la aparición de birrefringencia en la misma. Ello significa que la variación de fase para las dos componentes ortogonales será distinta y como consecuencia de ello y para grandes longitudes recorridas, se producirá diferente retardo para ambas componentes. Se induce así un término de dispersión modal debido a que diferentes componentes transversales llegarán al receptor en distintos instantes.

Dado que las imperfecciones en el núcleo de la fibra presentan un carácter aleatorio, (no es posible saber en qué lugar concreto se encontrarán ni si su efecto será importante o no), el enfoque matemático de la PMD debe hacerse considerando el enlace como un proceso estocástico. La variable aleatoria será la PMD mientras la distancia recorrida por la luz será la variable independiente. El análisis matemático llevará a una ecuación diferencial estocástica cuya resolución nos dará el valor esperado de la PMD al final de la fibra y su función densidad de probabilidad.

Para deducir el comportamiento de la PMD se recurre a la simplificación de considerar el enlace de fibra como una concatenación de diversos tramos cada uno de los cuales se describe como un retardador lineal de valor y orientación aleatorios [3.23]-[3.26]. Las características del problema son de absoluta incertidumbre:

- Las imperfecciones de la fibra se encuentran localizadas en puntos aleatorios.
- *La amplitud de la birrefringencia inducida es también una variable aleatoria.*
- Todos los parámetros son cambiantes en el tiempo.
- El efecto producido será también función del SOP de la luz a la entrada de la fibra.

Todo ello hace que el modelo más ajustado a la realidad sea el propuesto en el párrafo anterior, en el cual se considera el enlace como una serie de tramos con las siguientes características:

- Longitud de los tramos variable.
- Birrefringencia por unidad de longitud también variable, con una distribución gaussiana alrededor de un valor típico en fibras ópticas estándar.
- Orientación de los ejes propios también aleatoria, en este caso con distribución uniforme entre todas las posibles orientaciones.

Dentro de este trabajo se han realizado simulaciones bajo este modelo mediante las cuales se han obtenido resultados que más tarde han sido corroborados de forma empírica. Algunas conclusiones que cabe remarcar son:

- El enlace completo (la concatenación de los diversos tramos) puede modelarse como un retardador con ejes propios en general elípticos. Si se desprecia la dependencia de la PMD con la frecuencia (PMD de segundo orden), así como los posibles efectos no lineales y la PDL, y se supone luz totalmente polarizada, el enlace puede ser descrito por una matriz de transferencia compleja, $T(\omega)$, cuya forma es

$$T(\omega) = e^{-\alpha + j\psi(\omega)} U(\omega) \tag{3.7}$$

donde ω es la frecuencia óptica, α la atenuación ($\alpha > 0$), ψ un factor de fase (tanto α como ψ son reales) y $U(\omega)$ una matriz unitaria. Para cualquier frecuencia ω , existe un par de SOPs ortogonales, que se corresponden con los vectores propios de $U(\omega)$ y que se conocen como los estados principales de polarización (PSPs). Se trata de los modos de polarización propios del enlace por lo que, si se inyecta luz a la entrada polarizada según uno de ellos no existirá PMD. En el otro extremo, si la luz a la entrada presenta un SOP cuyas proyecciones sobre los dos PSPs son iguales, la PMD será máxima. Los PSPs quedan definidos a la entrada de la fibra mediante la ecuación

$$\left[\frac{dU(\omega)}{d\omega} \mp j \frac{\Delta\tau(\omega)}{2} U(\omega) \right] \varepsilon_{in}^{\pm}(\omega) = 0 \tag{3.8}$$

En esta ecuación, $\varepsilon_{in}^{\pm}(\omega)$ son los PSPs, mientras que $\Delta\tau(\omega)$ se corresponde con la diferencia entre los retardos de grupo de ambos PSPs (DGD) y se entiende siempre positiva.

Para un campo óptico monocromático de polarización arbitraria a la entrada de la fibra

$$\varepsilon_{in}(t) = E_{in} e^{j\omega t} \mathbf{e}_{in} \tag{3.9}$$

el correspondiente campo de salida en función de los PSPs, ε_{out}^{\pm} es, simplemente

$$\varepsilon_{out}(t) = E_{in} e^{(-\alpha + j\psi(\omega) + j\omega t)} \times \left[(\mathbf{e}_{in} \varepsilon_{in}^{+*}) e^{+j\frac{1}{2}\Delta\tau\Delta\omega} \varepsilon_{out}^{+} + (\mathbf{e}_{in} \varepsilon_{in}^{-*}) e^{-j\frac{1}{2}\Delta\tau\Delta\omega} \varepsilon_{out}^{-} \right] \tag{3.10}$$

donde la DGD ($\Delta\tau$) y los PSPs han sido evaluados a la frecuencia ω . Esta expresión conlleva dos implicaciones importantes. En primer lugar, desde el punto de vista conceptual, lleva a una útil interpretación geométrica del problema, utilizando la esfera de Poincaré y el cálculo de Mueller: el DGD puede ser interpretado como la rotación angular con la frecuencia óptica del SOP de la luz a la salida de la fibra. El eje alrededor del cual se produce esta rotación es el eje que une los dos PSPs. Las características de una fibra monomodo podrán ser pues descritas por un vector de Stokes tridimensional (se obvia la componente s_0), que llamaremos vector de dispersión por polarización, cuya forma será

$$\Omega = \Delta\tau s_{out}^{-} \tag{3.11}$$

donde s_{out}^{-} es el vector de Stokes asociado a ε_{out}^{-} .

La segunda implicación de la ec.(3.10) se encuentra relacionada con la naturaleza de la deformación de los pulsos inducida por la PMD. La PMD de primer orden se muestra

como la división del haz de luz en los dos modos propios del pulso inicial. Cuando el DGD sea lo suficientemente importante como para ser comparable al tiempo de bit, provocará interferencia intersimbólica en la transmisión. Nótese que la PMD inducida dependerá del SOP de la luz a la entrada, siendo máximo cuando ambos PSPs sean excitados por igual y nulo cuando el SOP de entrada se alinee con uno de ellos.

Dadas las características del problema, (naturaleza aleatoria y fluctuación temporal de sus causas), la PMD tendrá también naturaleza estadística. Se conoce [3.25] y se ha podido comprobar que la DGD presenta una función densidad de probabilidad Maxwelliana con la forma

$$PDF(\Delta\tau) = 3\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\Delta\tau^2}{PMD^3} \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{\Delta\tau^2}{PMD^2}\right) \quad (3.12)$$

donde PMD es el valor cuadrático medio de $\Delta\tau$ y presenta crecimiento lineal con la raíz cuadrada de la distancia recorrida. El valor más aceptado en la bibliografía para la PMD es de $0,1 \text{ ps}/(\text{km})^{1/2}$, del cual se deduce que se trata de un fenómeno realmente pequeño pero que para distancias largas y tiempos de bit bajos puede ser importante.

Dentro de este trabajo se han realizado simulaciones[3.27] considerando 40 km de fibra cuya birrefringencia media induce un retardo de fase de 2π cada 4m. Se ha supuesto una distribución gaussiana alrededor de este valor, obtenido empíricamente mediante medidas sobre fibra monomodo estándar. Asimismo, se ha considerado orientación aleatoria de los ejes propios de cada tramo y longitud de los tramos de valor medio 4m, también gaussiana aunque limitada entre 1m y 50m. Tras haber simulado 500 realizaciones se obtiene que la PMD se ajusta a la expresión dada por la ec.(3.12) según puede observarse en la figura 3.7. En la figura 3.8 se muestra un histograma que se asemeja a la función densidad de probabilidad obtenida en las simulaciones realizadas de la PMD. Puede decirse que se trata claramente de una distribución maxwelliana.

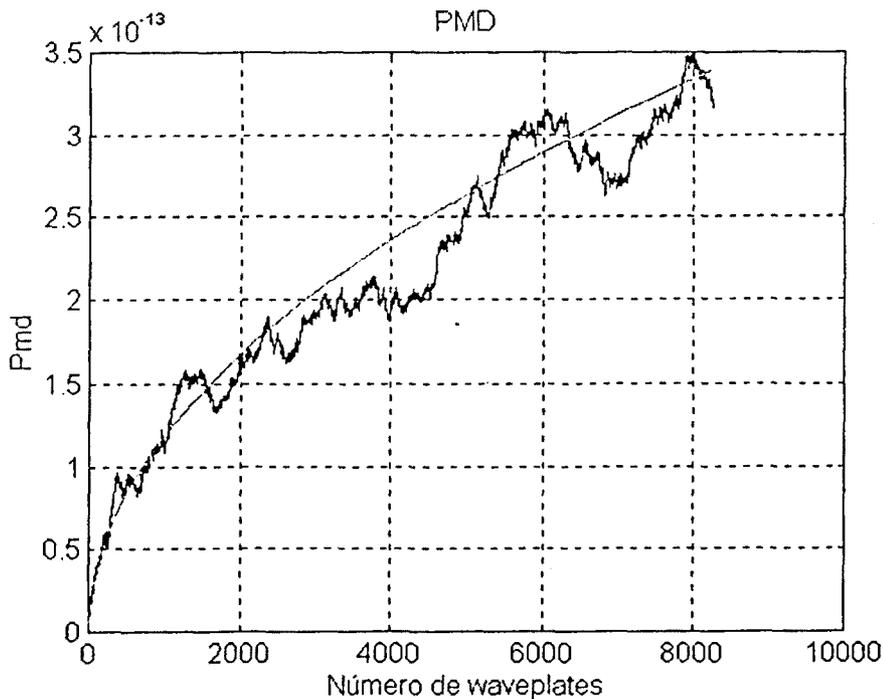


Figura 3.7. Variación de la PMD en 500 realizaciones y comparación con el valor esperado.

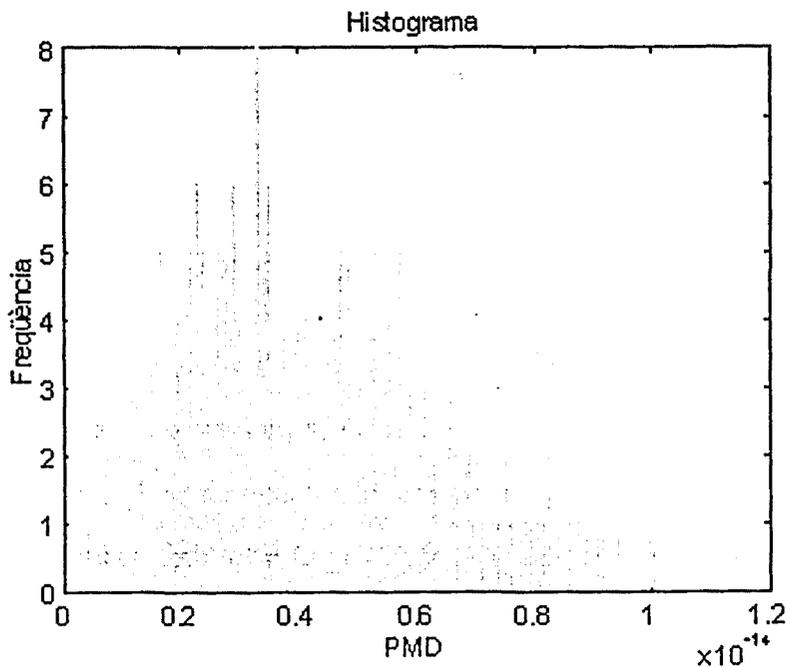


Figura 3.8. Histograma del valor de PMD obtenido en un punto fijo de la fibra.

3.3.1.1. Solución a la PMD.

Dado que las velocidades de transmisión se encuentran en la actualidad en valores muy grandes, y todo hace pensar que seguirán incrementándose, la PMD es claramente uno de los principales problemas a solucionar. De la explicación del apartado anterior se deduce que la solución a la misma podría venir inyectando en la fibra luz cuyo SOP se correspondiese con uno de los modos propios del enlace. Se adivina pues una nueva aplicación para el control de la polarización de la luz. En cualquier caso, este esquema implicaría la necesidad de una realimentación receptor-transmisor que parece difícil. Una solución menos complicada pasaría por la compensación de la PMD en el receptor. Para conseguirla, deberían introducirse retardos distintos a las componentes según los dos ejes propios del enlace, para lo cual deberían ser previamente separados. De nuevo se hace necesario un controlador de la polarización, por lo que se podría concluir que este es el gran campo de aplicación de los mismos en el futuro inmediato.

3.3.2. PDG.

La ganancia en los amplificadores ópticos de fibra dopada (EDFA) depende de la polarización del haz luminoso a su entrada. Aun suponiendo esta dependencia como ligera, si se tiene en cuenta que en un enlace transoceánico puede existir la concatenación de hasta más de 100 amplificadores, queda claro que el efecto global podrá ser muy pernicioso para el funcionamiento de la transmisión.

La manifestación principal de este efecto se da en una mayor amplificación del ruido que de la señal y por tanto, en la degradación de la relación señal-ruido. Dado que el haz de señal es altamente coherente y se trata por tanto de luz muy polarizada, se alcanza la

saturación del amplificador para la polarización de la señal. Por otro lado, como el ruido que acompaña a la señal será luz despolarizada, el amplificador le suministrará mayor ganancia. Este fenómeno se conoce como "polarization hole burning" (PHB) y está causado por el agotamiento de los átomos de Erbium que pueden dar fotones con cierta polarización (la de la señal), mientras los átomos que pueden generar fotones con otras polarizaciones (obviamente para la misma frecuencia) no se encuentran agotados.

Asumiendo una ganancia unidad para la componente correspondiente al eje menor de la elipse de polarización, se ha demostrado [3.27] que la ganancia para la componente coincidente con el eje mayor obedece a la expresión

$$\delta \propto \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \cdot d_{pol} \quad (3.13)$$

donde d_{pol} es el grado de polarización de la luz (considerando señal y ruido conjuntamente) i ε es la relación de potencias entre los ejes mayor y menor de la elipse de polarización. Aunque esta expresión es válida localmente, se ha observado que la PDG global para todo el EDFA es independiente de ε . Ello es lógico si se tiene en cuenta que el SOP de la luz irá cambiando a lo largo del mismo debido a la propia birrefringencia inducida por la fibra dopada, cubriendo en general de forma aleatoria toda la superficie de la esfera de Poincaré. Así pues, la dependencia de la PDG con la elipticidad de la luz quedará promediada y la ganancia neta para el modo de ruido ortogonal a la señal debido a la PDG es

$$(N_{ort})_{out} = 10^{\frac{PDG \cdot d_{pol}}{10}} (N_{ort})_{in} \quad (3.14)$$

donde $(N_{ort})_{in}$ es la potencia del modo ortogonal de ruido i PDG es la máxima diferencia de ganancias en decibelios. Se concluye pues que, dado que el PDG es independiente de la polarización concreta de la señal, la degradación introducida por esta causa no será variable con el tiempo (aun asumiendo que la polarización concreta a la entrada del EDFA sí cambiará en el tiempo). La potencia total del modo de ruido ortogonal a la señal a la salida del sistema, (formado por una cascada de amplificadores), puede ser calculada aplicando la PDG al ruido generado por cada uno de los amplificadores i sumando todas estas contribuciones

$$N_{ort}(L) = P_N \sum_{i=1}^{M_{amp}} \prod_{j=1}^{M_{amp}} 10^{\frac{PDG \cdot d_{pol}(jL_{amp})}{10}} \quad (3.15)$$

En esta expresión, jL_{amp} es la localización de j -ésimo EDFA (jL_{amp} es el espaciado entre EDFAs) y P_N es la potencia de ruido generada por cada uno de ellos para un solo modo de polarización,

$$P_N = n_{sp} (G - 1) B_{amp} h \nu \quad (3.16)$$

donde n_{sp} es el factor de exceso de ruido, G la ganancia del amplificador, B_{amp} su ancho de banda efectivo, h la constante de Plank i ν la frecuencia óptica.

Para seguir en este desarrollo se hace necesario evaluar el grado de polarización, que será función de la distancia, $d_{pol}(z)$. En general, y debido a la mayor amplificación del modo de ruido ortogonal, este parámetro decrece rápidamente a lo largo de la fibra. Una expresión para $d_{pol}(z)$ debería incluir la dependencia con la distancia de las potencias de

señal y de ruido. Se llegaría a un par de ecuaciones diferenciales no lineales sin solución analítica, por lo que se recurre a la simulación numérica considerando que los EDFA generan ruido y presentan PHB. De acuerdo con estas simulaciones, el grado de polarización, para PDG < 0,2 dB/amplificador y distancias inferiores a 10.000 km, puede aproximarse por

$$dpol(z) \approx \exp \left\{ - \left(\frac{z}{10000} (0.3 + 8.5PDG) \right)^2 \right\} \quad (3.17)$$

La media y la desviación del modo de ruido ortogonal pueden ser calculadas a partir de las ecuaciones (3.15) y (3.17). Asumiendo una función densidad de probabilidad gaussiana para $N_{ort}(L)$, se pueden evaluar la media y la varianza del parámetro Q y por lo tanto el comportamiento del sistema. Este parámetro se encuentra directamente relacionado con la tasa de error i se expresa como

$$BER = \frac{1}{\sqrt{2\pi}Q} \exp(-1/2Q^2) \quad (3.18)$$

y se expresa como

$$Q = \frac{\langle I_1 \rangle - \langle I_0 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (3.19)$$

donde $\langle I_1 \rangle$ e $\langle I_0 \rangle$ son los valores medios de corriente detectada asociados a los niveles lógicos 1 y 0, y σ_1 y σ_0 son las desviaciones estándar de estas corrientes. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.9 y puede deducirse que la PDG puede llegar a degradar severamente el comportamiento del sistema.

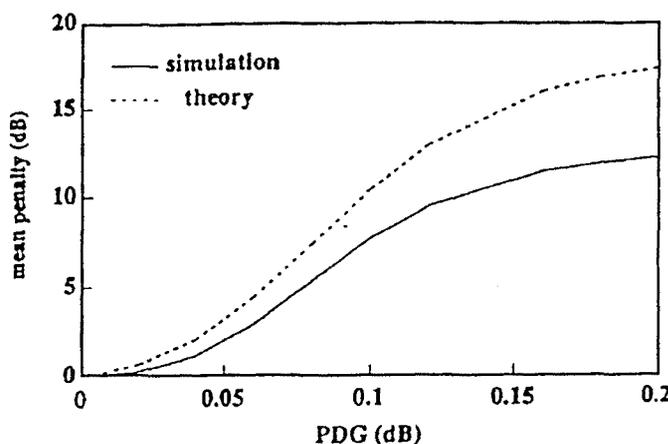


Figura 3.9. Pérdida de un sistema con una cascada de 180 EDFAs en función de la PDG de cada uno de ellos.

3.3.2.1. Polarization Hole Burning (PHB).

Como se ha comentado en el apartado anterior, el fenómeno causante de la PDG en sistemas de comunicaciones ópticas es el "polarization hole burning". El "hole burning", ampliamente estudiado en el ámbito de los láseres, consiste en la reducción selectiva de un subconjunto de la población invertida. Debe diferenciarse este fenómeno de carácter espectral (saturación de la ganancia para ciertas frecuencias), del que aquí se estudia, para el que esta saturación se produce para cierta polarización.

El PHB aparece debido a la anisotropía de los iones de Erblio. Ello significa que no todos los iones podrán añadir emisiones estimuladas a un campo incidente polarizado sino sólo cierta fracción de ellos. Se llegará así al agotamiento de estos últimos mientras quedarán aún iones dispuestos a emitir a la misma frecuencia pero con otras polarizaciones. La anisotropía de los iones de Erblio viene dada tanto por su posición física en la fibra como por la polarización de la luz empleada para el bombeo [3.28].

3.3.2.2. Solución al PDG.

Los efectos del PDG podrán ser minimizados si se consigue despolarizar el haz de luz de señal. Dado que los sistemas con amplificadores ópticos utilizan láseres altamente coherentes, la luz presentará un alto grado de polarización. Una posible alternativa para conseguir la despolarización será provocar cambios en la polarización de la luz que incide en el EDFA con una frecuencia mayor que el inverso del tiempo de saturación de los iones de Erblio. Se ha comprobado [3.28] que este tiempo es del orden de 0,5 ms por lo que bastaría con que la polarización de la señal fuese cambiada con una frecuencia de 2 KHz para evitar el PHB. Entre las realizaciones llevadas a cabo dentro de este trabajo se encuentra un aleatorizador ("scrambler") de la polarización, una de cuyas principales aplicaciones se encontrará precisamente en este campo. En cualquier caso, su funcionamiento se verá en el capítulo 4.

3.3.3. PDL.

Este efecto, consistente en una variación en las pérdidas introducidas por los dispositivos función de la polarización de la luz a su entrada, se encuentra presente, en mayor o menor medida, en la propagación de la luz a través de un enlace. Sin embargo y de manera general, es causado principalmente por los componentes ópticos como los acopladores, aisladores o los propios EDFA's, que actúan como elementos dicróicos. Dado que la señal se encuentra en un haz muy polarizado y que las pérdidas serán función del SOP instantáneo, mientras que el ruido es luz no polarizada, aparecen dos efectos claros:

- Pérdidas del enlace variables con el tiempo, debido a la fluctuación aleatoria del SOP de la luz.
- Diferencias entre las pérdidas sufridas por la señal y por el ruido, que llevarán a variaciones en la relación señal-ruido.

Se han realizado diversos estudios [3.5] con la finalidad de evaluar el impacto de este problema en enlaces reales, llegándose a la conclusión de que, si los valores de PDL son bajos, se trata de un problema menor respecto a la PDG y al PMD. En cualquier caso, la dificultad se encontrará en conseguir esos valores "bajos". Así, aun disponiendo en la actualidad de dispositivos acopladores y multiplexores-demultiplexores de baja PDL, normalmente realizados en fibra óptica, la eliminación de la PDL en los aisladores, cuya utilización en las etapas de amplificación es común, parece difícil.

Desde el punto de vista práctico y enlazando con el uso de "despolarizadores" propuesto en la sección anterior, cabe señalar que éstos conllevarían una modulación en amplitud de la señal recibida.

Referencias.

- [3.1] R.Noé *et al.*
"Endless Polarization Control Systems for Coherent Optics"
Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, No. 7, 1988.
- [3.2] T.Pikaar *et al.*
"Nondeterministic Endless Control System for Active Polarization Control"
Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, No. 12, 1989.
- [3.3] N.G.Walker and G.R.Walker
"Polarization Control for Coherent Communications"
Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, No. 3, 1990.
- [3.4] T.Okoshi
"Polarization-state Control Schemes for Heterodyne or Homodyne Detection"
Journal of Lightwave Technology, Vol. 3, No. 6, 1985.
- [3.5] E. Lichtman
"Limitations Imposed by Polarization-Dependent Gain and Loss on All-Optical Communication Systems"
Journal of Lightwave Technology, vol. 13, no. 5, 1995.
- [3.6] E. Iannone *et al.*
"Effect of Polarization Dispersion on the Performance of IM-DD Communication Systems"
Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 10, 1993.
- [3.7] R.Noé *et al.*
"Comparison of polarization handling methods in coherent optical systems"
Journal of Lightwave Technology, vol.9, no.10, 1991
- [3.8] V.Letellier *et al.*
"Polarization Scrambling in a 5 Gbit/s 8100 km EDFA based System"
Electr.Lett., vol.30, no.7, 1994.
- [3.9] (Ver ref.[2.7]).
- [3.10] Tesis Doctoral de J.Prat, dirigida por G.Junyent
ETSETB, UPC, 1995
- [3.11] S.Rumbaugh *et al.*
"Polarization Control for Coherent fiber-optic Systems Using Nematic Liquid Crystals"
Journal of Lightwave Technology, vol. 8, no.3, 1990
- [3.12] T.Okoshi
"A new polarization-control sheme for optical heterodyne receiver"
Proc. IOOC-ECOC'85
- [3.13] G.R.Walker, N.G.Walker
"Rugged all-fibre endless polarisation controller"
Electr. Lett., vol.24, no.22, 1988.
- [3.14] F.Heismann
"Integrated-optic polarization controller with unlimited transformation range"
Appl.Phys. Lett., vol.57, no.9, 1990.

- [3.15] F.Heismann
"Analysis of a reset-free polarization controller for a fast automatic polarization stabilization in fiber-optic transmission systems"
Journal of Lightwave Technology, vol.12, no.4, 1994.
- [3.16] S.Ryu *et al.*
"Polarization diversity techniques for the use of coherent optical fiber submarine cable systems"
Journal of Lightwave Technology, vol.9, 1991.
- [3.17] P.W.Hooijmans, M.T.Tomesen
"Analytical and practical evaluation of diversity penalties in multi-bit rate coherent FSK systems"
Photonics Tech. Lett., vol.3, no.11. 1991.
- [3.18] M.Kavehrad, B.S.Glance
"Polarization-insensitive frequency shift keying optical heterodyne receiver using discriminator demodulation"
Journal of Lightwave Technology, vol.6, 1988.
- [3.19] T.Imai
"Polarization diversity detection performance of 2.5-Gb/s CPFSK regenerators intended for field use"
Journal of Lightwave Technology, vol.9, no.6, 1991.
- [3.20] Tesis Doctoral de A.Rafel, dirigida por G.Junyent
ETSETB, UPC, 1999
- [3.21] M.G.Taylor
"Observation of a new polarization dependence effect in long haul optically amplified system"
Photonics Tech. Lett., vol.5, no.10. 1993.
- [3.22] F.Bruyère *et al*
"Penalties in long haul optical amplifier systems due to polarization dependent loss and gain"
Photonics Tech. Lett., vol.6, no.5. 1994.
- [3.23] C.D. Poole and R.E. Wagner
"Phenomenological Approach to Polarisation Dispersion"
Electron. Lett., vol. 22, no. 19, 1986.
- [3.24] C. De Angelis *et al*
"Time Evolution of Polarization Mode Dispersion in Long Terrestrial Links"
Journal of Lightwave Technology, vol. 10, no. 5, 1992.
- [3.25] B.W. Hakki
"Polarization Mode Dispersion in a Single Mode Fiber"
Journal of Lightwave Technology, vol. 14, no. 10, 1996.
- [3.26] G.J. Foschini and C.D. Poole
"Theory of Polarization Dispersion in Single Mode Fibers"
Journal of Lightwave Technology, vol. 9, no. 11, 1991.
- [3.27] PFC de Raül Ramos, dirigido por J.Comellas
"Variador de la polarizació de la llum basat en l'efecte Faraday i aplicació a enllaços amb amplificació òptica"
ETSETB, UPC, 1998
- [3.28] N.S.Bergano
"Time Dynamics of Polarization Hole Burning in an EDFA"
Proc. OFC'94, 1994

4 Realizaciones.

4.1. Introducción.

Se presentan aquí las aportaciones principales de este trabajo. Se trata de sistemas cuyo objetivo es solucionar algunos de los problemas presentados en el capítulo anterior. La mayor parte de estas realizaciones se centran en el control de la polarización de la luz y comprenden tanto dispositivos físicos como estrategias para su gobierno. Tras la explicación de los requisitos que debe satisfacer un controlador de la polarización y el estudio genérico de las diversas alternativas existentes para conseguirlo, se presentan algunos algoritmos de diseño propio. Más adelante se exponen las realizaciones prácticas llevadas a cabo para las que se han utilizado dos de los diferentes tipos de controladores introducidos en el capítulo anterior: dispositivos con cristales líquidos y dispositivos de fibra basados en el efecto Faraday. Se presentan básicamente medidas del funcionamiento de los dispositivos aislados o integrados en un receptor coherente. En el apartado 4.3 se expone un aleatorizador de la polarización basado en el efecto Faraday así como medidas de su funcionamiento en diferentes aplicaciones.

La mayoría de las realizaciones aquí expuestas ha sido mostrada en diferentes congresos y revistas [4.1]-[4.13].

4.2. Controladores de la polarización.

De entre las diversas técnicas existentes para solventar los problemas derivados de la fluctuación de la polarización de la luz en fibras ópticas, el control de la polarización es actualmente la solución más poderosa. Probablemente la diversidad de polarización resultará la solución definitiva a largo plazo pero el estado del arte actual la hace inviable. El grueso del trabajo innovador llevado a cabo en esta tesis ha estado centrado en el control de la polarización. Aunque la aplicación inicial se encontró en el receptor heterodino, el dispositivo controlador de polarización es totalmente aplicable a multitud de nuevos problemas que aparecen y aparecerán. Quizá el más importante de ellos en la actualidad sea la compensación óptica de la PMD aunque su aplicación tiene cabida en otros ámbitos (todos aquellos en los que exista dependencia de la polarización).

Existen, como se vio en el capítulo anterior, gran número de principios físicos (y por tanto de dispositivos) que permiten variar la polarización de la luz. La elección de uno de ellos depende de su capacidad para controlar "sin fin", de sus pérdidas de inserción, de su tiempo de respuesta, tamaño, presencia o ausencia de fatiga mecánica,...., pero también en gran medida del tipo de algoritmo utilizado para su gobierno.

4.2.1. Algoritmos de control.

Puesto que la mayoría de dispositivos utilizados para cambiar la polarización presentan márgenes de funcionamiento finitos y que es un requisito importante poder seguir las variaciones de la polarización de una manera continua, las estrategias para conseguirlo tienen especial relevancia. En la bibliografía pueden encontrarse multitud de algoritmos cuyo objetivo principal es superar la limitación física del margen de funcionamiento. Es por ello que dedicaremos el siguiente apartado a la recopilación y estudio de las distintas alternativas posibles. En el apartado 4.1.1.2 se presentarán algunos algoritmos de elaboración propia que han sido en su mayoría implementados en los controladores con los que se ha trabajado.

4.2.1.1. Alternativas para el gobierno "sin fin" de controladores de polarización.

En general, cualquier controlador de la polarización está formado por uno o más dispositivos birrefringentes (retardadores de fase o rotadores). El algoritmo de control se encarga de generar las señales para el gobierno de estos transformadores del SOP de la luz.

Centrándonos en la aplicación a recepción coherente, estas señales son generadas a partir del nivel de potencia detectado en frecuencia intermedia o en banda base. Este nivel de potencia da información del grado de adaptación entre el SOP del oscilador local y el de la luz de señal recibida. El punto de trabajo del controlador se fijará con la finalidad de conseguir, en primer lugar, una perfecta adaptación durante todo el tiempo, y por otro, que

las señales de control del dispositivo permanezcan siempre dentro de los límites técnicamente permitidos, aun cuando los SOPs cambien continuamente y siempre en un mismo sentido. Es esta cualidad la que denominamos "control sin fin".

Los algoritmos para gobernar un controlador de polarización sin fin pueden ser divididos en dos grandes grupos. Al primero podría llamársele determinista por cuanto deben conocerse los márgenes de birrefringencia de los dispositivos de manera absoluta [4.14], [4.15]. Para esta clase de algoritmos es necesario conocer perfectamente la respuesta concreta de todos los dispositivos al estímulo que hace variar su birrefringencia, ya que la resolución de los reseteos se efectúa de forma determinista, es decir, dos situaciones idénticas de reseteo comportarán dos secuencias de acciones también idénticas.

El segundo grupo de algoritmos precisa de la especificación de los márgenes mínimos requeridos en lugar de los límites absolutos [4.16], [4.17]. Tan sólo es necesario conocer los retardos de los dispositivos en relación con el punto de operación, pero no en términos absolutos. Estos algoritmos no son deterministas sino que intentan maximizar o minimizar una serie de especificaciones, por ejemplo maximizar la potencia de frecuencia intermedia o minimizar las desviaciones de las señales de control respecto al punto de trabajo, pero de una manera tipo prueba-y-error sin ser necesario conocer, en ningún caso, qué acción concreta está efectuando el dispositivo. Así, presentan el inconveniente de que dos situaciones idénticas de reseteo no se resolverán de la misma forma, como sí sucedería en los algoritmos de primer grupo, sino que se resolverán según las condiciones circunstanciales de ese momento. La ventaja es que las imperfecciones del dispositivo o sus partes no modelables no afectarán al dispositivo ya que este actúa de manera relativa. Por otro lado, el control sin fin no será demostrable matemáticamente ya que, para cada situación, la resolución de reset será diferente. Para estos algoritmos se especifican unos márgenes de operación respecto al punto central suficientes como para poder superar el escollo de los reseteos. Como ejemplo, a continuación se demuestra que, para cuatro retardadores, son suficientes unos márgenes de birrefringencia de $\pm 2\pi$ para cada uno de ellos para poder garantizar la operatividad sin fin del controlador global, incluso con SOP cambiante en el tiempo a su entrada.

Sea un sistema de control del SOP formado por cuatro retardadores lineales cuyos ejes propios se encuentran orientados alternativamente a 0° y 45° (ver la figura 4.1) y cuyo retardo es variable. El SOP a su entrada A es transformado, a través de los estados intermedios B, C y D en el SOP de salida E. Cada retardador introduce un desfase entre las componentes alineadas según sus ejes propios, que se representa en la figura sobre una vista frontal de la esfera de Poincaré. El primer retardador rota el estado A alrededor del eje HV llevándolo a B. El segundo rota B alrededor de PQ hasta C, el tercero lleva C, de nuevo alrededor de HV hacia D y finalmente, la acción del cuarto retardador es un giro de D alrededor de PQ llevándolo a E.

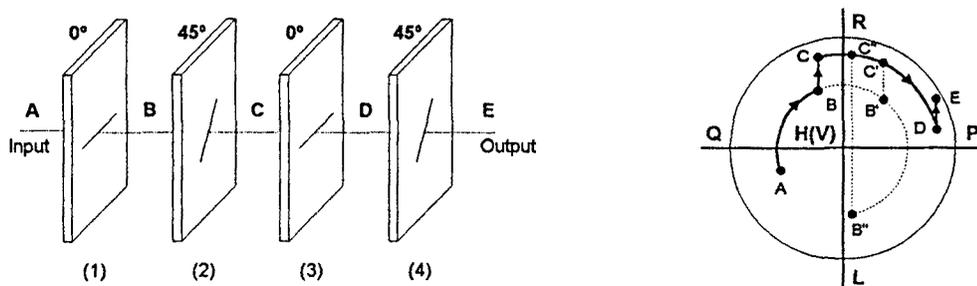


Figura 4.1. Transformación de la polarización en un sistema con cuatro retardadores

Se muestran tres posibles transiciones del estado A al estado E, con los estados intermedios BCD, B'C'D y B''C''D respectivamente. Para este ejemplo, el retardo del primer elemento puede variar lentamente de modo que B se mueva hacia B' o B'', siempre y cuando los dos siguientes elementos se ajusten para mantener la transformación global de A a E. Resulta pues posible incrementar el retardo del primer elemento de forma indefinida manteniendo los retardos aplicados por los otros dos dentro de unos márgenes finitos. De la misma forma, el retardo del primer elemento podrá ser reducido hasta un valor nulo, siendo compensado su efecto por los otros dos. Este efecto, que se conoce como "desovillado" del retardador, se usará cuando sea necesario resetear alguno de los retardadores que haya alcanzado uno de sus límites de operación y deba ser retornado al centro de su margen sin influir en el SOP de salida.

El "desovillado" es pues la palabra clave en el control sin fin de la polarización cuando se utilizan retardadores de margen finito. El control sin fin requiere que cualquiera de los cuatro retardadores pueda ser devuelto a su valor central cuando alcance los límites de operación, y que ello no afecte al SOP de salida.

La condición que permite que un retardador pueda ser desovillado es que su radio de rotación sobre la esfera de Poincaré sea menor que el radio de rotación para el otro retardador con la misma orientación. Esta condición se cumple para el primer retardador en la situación representada en la figura 4.1: el arco AB pertenece a una circunferencia menor que el arco CD, por lo que, como ya se ha visto, es posible desovillararlo. También será posible, en la situación allí descrita, resetear el cuarto retardador mediante un procedimiento similar, (obsérvese que el arco DE es menor al arco BC). A continuación se verá que siempre es posible reconfigurar las posiciones de los estados intermedios B, C y D de forma que tanto el primero como el cuarto retardador puedan ser reseteados. Para los dos elementos intermedios será más complicado y la posibilidad de que puedan o no ser desovillados dependerá de la posición relativa de los SOP de entrada (A) y de salida (E). Suponiendo que durante el proceso de desovillado los estados A y E se mantienen fijos, se pueden distinguir dos situaciones claramente diferenciadas, según los círculos de rotación del primero y el cuarto retardador intersecten o no (ver figura 4.2).

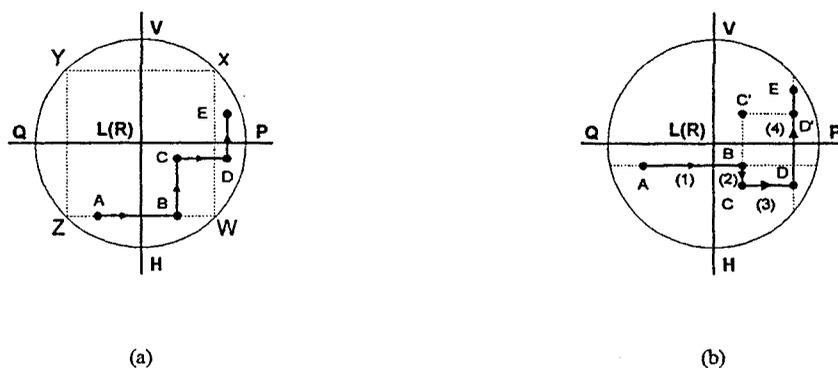


Figura 4.2. Estudio de la posibilidad de resetear los retardadores en función de los SOP inicial y final

Supóngase que se debe resetear el primer retardador. Para que ello sea posible su radio de acción debe ser menor que el del tercer retardador. Esto queda garantizado cuando A y E se encuentran en las posiciones mostradas en la figura 4.2(a) (en ningún caso el primer retardador podrá girar sobre una circunferencia mayor que el tercero). Sin embargo, si se observa la situación en 4.2(b), sí es posible que el primer retardador provoque un giro de radio mayor que el tercero, dependiendo de los estados intermedios B, C y D. De hecho, en la figura 4.2(b) el primero de los elementos pudiera girar sobre una circunferencia mayor y, para que pueda ser reseteado, será necesario reordenar previamente los estados intermedios, tal y como se indica en la propia figura 4.2(b): mover el tercero de un círculo (CD) menor que AB a otro (C'D') mayor. Una vez hecho esto se consigue la condición necesaria para el desovillado, que podría obtenerse de manera análoga para el cuarto retardador. Llegamos pues a la conclusión de que, independientemente de los estados A y E, siempre será posible resetear estos dos elementos.

Supóngase ahora que se quiere desovillar el tercer retardador. No existe ningún problema para hacerlo si se parte de la situación mostrada en 4.2(b), donde el primer y el cuarto elementos intersectan, ya que se podrán ajustar para que el radio de giro del tercer retardador sea menor que el del primero y pueda ser reseteado. Sin embargo, para la situación de la figura 4.2(a), donde el primero y el cuarto no intersectan, el desovillado resulta más complicado. En este caso no es posible mover el estado C para conseguir que CD tenga un radio menor que AB si se quiere mantener la transformación global de A a E. Igualmente, tampoco es posible que el arco BC tenga radio menor que el DE, por lo que ninguno de los dos elementos centrales podrá ser reseteado. Parece pues que no puede asegurarse el control sin fin. Deberá garantizarse que cualquier movimiento posterior de los estados A y E no provoca un cambio en los retardadores centrales mayor que $\pm\pi$ mientras la situación sea la de la figura 4.2(a), es decir, mientras el primer y el cuarto retardadores no intersecten. Puede observarse esto en la propia figura 4.2(a). La posición de A define cuatro circunferencias ZW, WX, XY y YZ, que forman un rectángulo en la vista ecuatorial de la esfera de Poincaré mostrada. Si las circunferencias de rotación del cuarto retardador y del primero no se cortan, E debe estar necesariamente situado a la derecha del círculo WX, mientras C debe estar dentro del rectángulo WXYZ.

Bajo estas condiciones el retardo mínimo que puede tener el tercer retardador es cero. Esta situación se da cuando C y D se encuentran superpuestos en el círculo WX. Su retardo máximo es π y se da cuando C se encuentra en la parte más alta de la circunferencia YZ y D en la parte más baja de la circunferencia WX. Estos límites son independientes de la

posición de A, por lo que este tercer retardador, y tras una discusión similar el segundo, no podrán cambiar en más de π radianes su retardo sin que las circunferencias de rotación del primer y cuarto retardador intersecten. Por lo tanto, para obtener un control con evolución sin fin, es suficiente con asegurar que siempre existe un margen de como mínimo π radianes en cada extremo del intervalo normal de operación de los retardadores centrales. Si se cumple esta condición siempre será posible resetearlos antes de que lleguen a los límites absolutos de su intervalo de funcionamiento.

Los márgenes necesarios para la operación normal de los dos retardadores centrales son de $\pm\pi/2$ radianes alrededor de su punto central de trabajo, para que sea posible convertir cualquier SOP de entrada en cualquier otro de salida. Sin embargo, estos márgenes deben ampliarse hasta $\pm\pi$ alrededor del punto central para poder resetear el primer y el cuarto retardadores. Si se añade además el margen de π radianes a cada extremo de los límites normales, se obtiene un margen global de $\pm 2\pi$ radianes para cada retardador si se quiere garantizar el control sin fin.

En resumen, se puede conseguir el control sin fin entre dos estados variando en el tiempo, siempre que se pueda desovillar cualquier retardador que alcance uno de los límites de su margen de funcionamiento nominal. Siempre es posible resetear los retardadores exteriores (primero y cuarto), con la variación adecuada de los estados intermedios B, C y D. Si uno de los retardadores centrales (segundo o tercero) alcanza uno de sus límites, se hace necesario esperar a que los estados A o E se muevan hasta una posición en la cual sea posible desovillarlo. Si los límites de su margen nominal ($\pm\pi$) son ampliados en como mínimo π radianes en cada lado (margen absoluto de $\pm 2\pi$), será siempre posible desovillar los dos retardadores centrales antes de que alcancen esos límites absolutos.

Como se dijo con anterioridad, existen dos tipos de controladores según se trabaje con los valores absolutos de retardo de sus componentes o bien sea suficiente con saber su margen de funcionamiento.

Llamaremos al primer grupo algoritmos de tipo A (absoluto) mientras que para el segundo grupo hablaremos de algoritmos de tipo R (relativo). En realidad, no todos los algoritmos pertenecen de forma estricta a uno de estos tipos sino que pueden darse casos en los que se mezclen ambas metodologías de funcionamiento [4.18].

En general, un algoritmo para el control de la polarización debería ser capaz de provocar la transformación de cualquier SOP de entrada cambiante en el tiempo en cualquier otro de salida también variable. A pesar de ello, en muchas aplicaciones se tendrá que alguno de los dos estados sea fijo. Piénsese por ejemplo en un receptor coherente, en el que el SOP de la luz del oscilador local (entrada del controlador) se encontrará fijo. En el caso de que se trate de separar los dos PSPs de una fibra será la salida la que podrá considerarse constante, ya que se trata de adaptar la luz recibida al dispositivo separador de las polarizaciones. Por tanto, en la elaboración de los algoritmos se puede asumir esta suposición y considerar, por ejemplo, que el SOP a la entrada del dispositivo será fijo.

Se ha realizado [4.19] un estudio comparativo de los dos tipos A y R mediante simulaciones del comportamiento de ambos. En las simulaciones se han tenido en cuenta los errores de cuantificación, consecuencia de las conversiones analógico a digital de la señal de frecuencia intermedia y digital a analógico de las señales de control. También se ha considerado un SOP de entrada no ideal que provoca efectos parecidos a imperfecciones de los retardadores.

Para comparar los dos tipos de algoritmos se utilizan gráficas en las que se representa la función de distribución de la intensidad en función de la misma normalizada a su valor máximo. Es decir, en el eje de ordenadas se muestra la probabilidad de que la intensidad óptica disminuya por debajo del valor correspondiente al eje de las abscisas. Además se realizan dos tipos de seguimiento: (a) rotaciones alrededor de un eje que varía lentamente, y (b) rotaciones según las tres circunferencias principales de la esfera de Poincaré (planos XY, XZ e YZ).

En la figura 4.3 se representan los resultados estadísticos con un algoritmo del tipo A y otro del tipo R. Se observa claramente que las mejores prestaciones de seguimiento las ofrece el algoritmo de tipo A. Para las rotaciones del SOP de salida sobre los tres ejes principales de la esfera de Poincaré es cuando se obtienen mayores diferencias de rastreo entre ambos algoritmos. Se deduce de ello que los algoritmos del tipo R no son capaces de resetear los elementos del controlador de una forma suficientemente efectiva. La razón es que tras sucesivas vueltas del SOP en la esfera la operación de desovillado de un retardador provoca que el otro retardador alineado con él entre también en la zona de reset por lo que aumenta la probabilidad de desadaptación de los SOP.

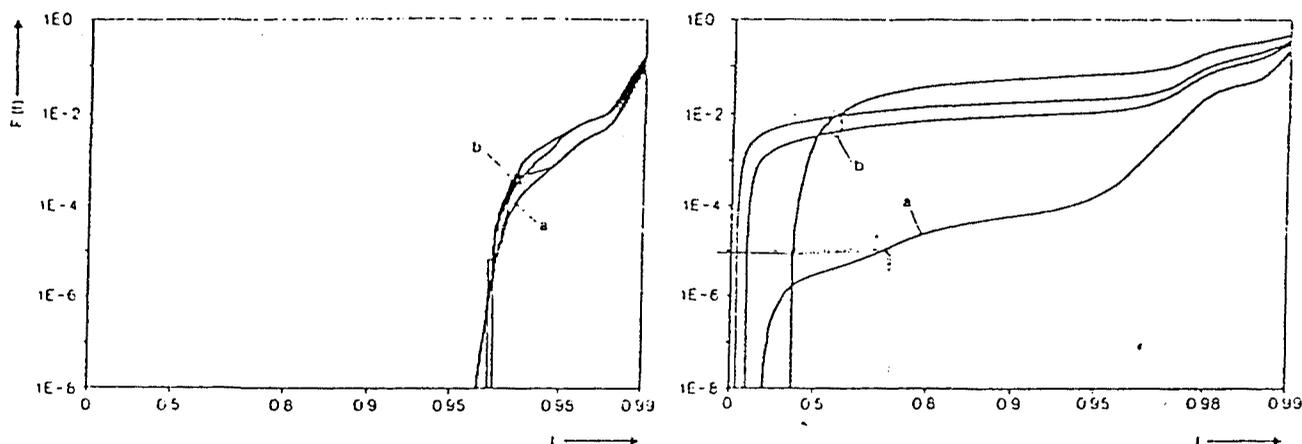


Figura 4.3. Funciones de distribución de la intensidad para control de polarización sin fin utilizando un algoritmo de tipo A (izquierda) y de tipo R (derecha).

La capacidad de seguimiento depende de la velocidad a la que se realiza el reseteo y de los márgenes operativos de los elementos del controlador. Cuanto mayores sean estos márgenes y más lentamente varíe el SOP de la luz incidente, menor será la probabilidad de que el desovillado de un retardador provoque el ovillado de otro. A pesar de ello, las pérdidas de intensidad que provocan los algoritmos de tipo R hace que sean ineficaces para su implementación en sistemas reales. Así pues, a pesar de que la probabilidad de que se produzcan rotaciones sobre esos círculos máximos de la esfera es pequeña, resulta aconsejable utilizar siempre un algoritmo del tipo A.

Otra ventaja de los algoritmos de tipo A es que los retardadores precisan márgenes de funcionamiento para los elementos birrefringentes notablemente inferiores a los necesarios

con algoritmos de tipo R. Hay que tener en cuenta que la implementación resultará más sencilla si los márgenes utilizados son menores.

La elección del tipo de controlador viene determinada, entre otros factores, por el tipo de algoritmo de gobierno utilizado. Por ejemplo, el controlador realizado con fibra presionada impide la utilización de algoritmos de tipo A por las derivas mecánicas de los piezoeléctricos con los que se presiona la fibra.

Por lo que hace referencia a los diseños realizados a lo largo de este trabajo, cabe decir que para el controlador de cristal líquido es viable un algoritmo de tipo A, puesto que la característica tensión-retardo de las células no varía con el tiempo. Por otro lado, las derivas en los rotadores de Faraday que se realizan con fibra hacen inviable el uso de algoritmos A por lo que se recurrirá a algoritmos más sencillos. En cualquier caso, los algoritmos utilizados se presentarán en apartados posteriores.

4.2.1.2. Algoritmos propuestos.

Los tipos de controladores con los que se ha trabajado, cuyo análisis se deja para más adelante, tienen en común la característica de que los márgenes de retardo que ofrecen no es excesivamente grande. Si a ello añadimos que, como se desprende del apartado anterior, los algoritmos de tipo A (absolutos) presentan mayor robustez, especialmente cuando las situaciones de reseteo son continuadas, las razones para haber enfocado nuestro esfuerzo a la implementación de algoritmos de este tipo son más que suficientes. Aunque los algoritmos que se presentan a continuación se han probado sobre dispositivos controladores concretos, su aplicación a otros dispositivos sería posible realizando leves (incluso nulas) modificaciones sobre ellos. Es por ello que su estudio se presenta independientemente de los dispositivos físicos realizados. Todos ellos pertenecen al grupo A y se ha considerado en todos los casos que la luz de entrada al controlador presenta SOP fijo lineal horizontal. Se trata de una suposición no descabellada sino que, en la práctica, ésta será la situación habitual:

- Si se trata de un receptor coherente y dado que el oscilador local se encuentra integrado en el propio receptor, la polarización de entrada será fija.
- Para el caso de un controlador utilizado para separar los dos PSPs con el objetivo de compensar la PMD, será la salida la que se mantendrá constante. Dado que todas las situaciones son reversibles, es acertado suponer el SOP de entrada fijo.

Algunos de los dispositivos utilizados para variar el SOP de la luz (en nuestro caso los cristales líquidos) presentan relaciones excitación-retardo no lineales. Ello ha llevado a que los mecanismos para la resolución del control global y de los reseteos en particular no sean modelos matemáticos precisos sino que se basen en la lógica difusa [4.20], [4.21]. Así, gran parte de los algoritmos propuestos a continuación se han implementado haciendo uso esta técnica, que permite convertir estrategias de control lingüístico, basadas en el razonamiento humano de un experto, en estrategias de control automático.

4.2.1.2.1. Algoritmo de generación de SOPs lineales mediante dos retardadores.

El objetivo de este algoritmo es transformar el SOP de entrada (lineal horizontal) en cualquier otro SOP lineal (el que se encuentre más próximo al SOP deseado a la salida).

Ello significa que deberá soportarse una desadaptación máxima de 3dB, situación que se dará cuando el SOP deseado sea circular. Dado que cualquier estado lineal puede descomponerse en dos fracciones de igual amplitud según la base formada por las dos circulares, la potencia que viaja según una de las componentes circulares será la mitad de la potencia total (desadaptación de 3dB). Estas pérdidas pueden aceptarse siempre y cuando quede resuelto el escollo de la evolución sin fin, como sucede en el caso que nos ocupa.

Las hipótesis de partida son las siguientes:

- ◆ Luz a la entrada del dispositivo con polarización lineal horizontal (SOP H).
- ◆ Primer retardador con ejes propios a 45 y 135° de la horizontal.
- ◆ Segundo retardador con ejes propios horizontal y vertical.

Si se cumplen estas suposiciones puede asegurarse que bastará con estos dos retardadores para conseguir generar luz polarizada linealmente con cualquier inclinación sin que ninguno de los dos salga de sus límites de funcionamiento.

Supóngase que se aplica un retardo de fase de β radianes al primer retardador (LC-1) y un retardo de α radianes al segundo (ver figura 4.4). El punto de partida se corresponde con la lineal horizontal (P1 en la figura). Si se desea que el controlador mantenga esta polarización a su salida α puede tomar cualquier valor (el efecto provocado por el 2º retardador es una rotación alrededor del eje XY), siempre y cuando β sea 0 o un múltiplo par de 2π . Si se desea mover este punto hacia la región IV, α deberá valer $\pi/2$ mientras se varía β entre 0 y $\pi/2$. De esta forma, cuando se llega a P2, ambos retardos equivalen a $\pi/2$ radianes. Para continuar moviendo el SOP de salida hacia la región I, β deberá seguir aumentando manteniéndose $\alpha=\pi/2$. Así se llegará a P3 para $\beta=\pi$ rad. De nuevo α podrá tomar cualquier valor puesto que nos encontramos sobre el otro modo propio de la celda LC-2. Si se pretende continuar moviendo el SOP hacia las regiones II i III, una posible solución sería conmutar α a $3\pi/2$ rad e ir disminuyendo progresivamente el valor de β desde π hasta 0 rad. Obsérvese que, aunque la conmutación de α no es instantánea sino que irá creciendo desde $\pi/2$ hasta $3\pi/2$, como este proceso se realiza en un punto correspondiente a un modo propio de LC-2, no influirá en el SOP de salida.

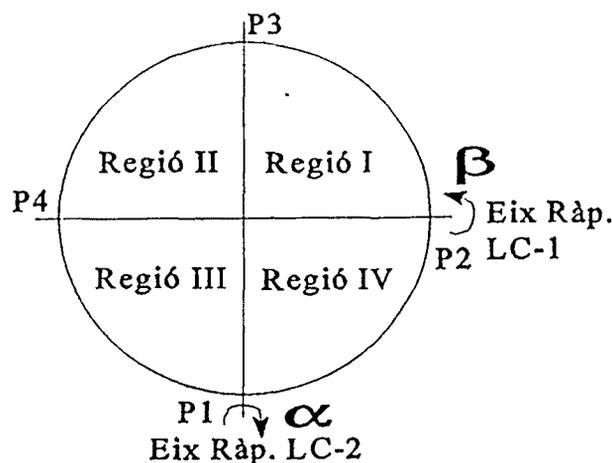


Figura 4.4. Representación del plano ecuatorial de la esfera de Poincaré.

En las regiones II y III α se mantendrá constante ($3\pi/2$ rad) mientras el valor de β irá decrecentándose. Por ejemplo, cuando $\beta=\pi/2$ el SOP de salida será P4 y cuando β llegue a 0 se habrá vuelto al estado inicial P1. Como ocurrió en el punto P3, P1 es modo propio de LC-2, por lo de nuevo podrá conmutarse el valor de α con lo que se repetirá la situación inicial.

En resumen, se consigue convertir el SOP lineal horizontal de entrada en cualquier otro estado lineal manteniéndose ambos retardadores dentro de su margen de funcionamiento ($\alpha=[\pi/2,3\pi/2]$ y $\beta=[0,\pi]$). Puede concluirse que es posible implementar un rotador de margen ilimitado mediante dos retardadores de margen finito cuyos ejes propios se encuentren ortogonalmente dispuestos sobre la esfera de Poincaré (a 45° físicamente) si a su entrada se inyecta luz polarizada linealmente que sea modo propio del segundo retardador.

La solución explicada en los párrafos precedentes no es única sino que existen diversas formas de implementar el rotador ilimitado con la misma configuración. En la tabla 4.1 se presentan las distintas alternativas partiendo de las mismas hipótesis.

Puntos y regiones	Opción A		Opción B		Opción C	
	$\beta(\text{rad})$	$\alpha(\text{rad})$	$\beta(\text{rad})$	$\alpha(\text{rad})$	$\beta(\text{rad})$	$\alpha(\text{rad})$
P1	0	\forall	2π	\forall	0	\forall
Región IV	$0.. \pi/2$	$\pi/2$	$2\pi..3\pi/2$	$3\pi/2$	$0.. \pi/2$	$\pi/2$
P2	$\pi/2$	$\pi/2$	$3\pi/2$	$3\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$
Región I	$\pi/2.. \pi$	$\pi/2$	$3\pi/2.. \pi$	$3\pi/2$	$\pi/2.. \pi$	$\pi/2$
P3	π	\forall	π	\forall	π	$\pi/2$
Región II	$\pi.. \pi/2$	$3\pi/2$	$\pi..3\pi/2$	$\pi/2$	$\pi..3\pi/2$	$\pi/2$
P4	$\pi/2$	$3\pi/2$	$3\pi/2$	$\pi/2$	$3\pi/2$	$\pi/2$
Región III	$\pi/2..0$	$3\pi/2$	$3\pi/2..2\pi$	$\pi/2$	$3\pi/2..2\pi$	$\pi/2$

Tabla 4.1. Alternativas para los valores de los retardos de los dos elementos con los que se obtiene el comportamiento como rotador ilimitado.

Nótese que la opción C presenta la ventaja de que sólo es necesario conmutar α sobre un punto del ecuador mientras que para las otras opciones es necesario hacerlo en los dos modos propios de LC-2. En la práctica deberán tenerse en cuenta otros parámetros, en función del tipo de retardador utilizado, para elegir cuál de las opciones es la óptima; un ejemplo de ello puede ser que el retardador sea más rápido o más preciso cuando trabaja con valores bajos.

Se ha implementado este algoritmo mediante lógica difusa quedando reflejados los resultados en las gráficas que se muestran a continuación. En la figura 4.5 puede verse la desadaptación del SOP de salida respecto a un SOP que va describiendo trayectorias circulares máximas sobre la esfera de Poincaré en el plano que pasa por los polos y las lineales de 45° y 135° . En la figura 4.6 se presenta cómo van cambiando los retardos de las dos células durante el proceso. La alternativa utilizada es la A (tabla 4.1). Como era de

esperar, la máxima desadaptación se da cuando la luz llega a los polos, y su valor es algo superior a los 3dB debido a que el algoritmo necesita cierto tiempo para decidir hacia donde debe continuar.

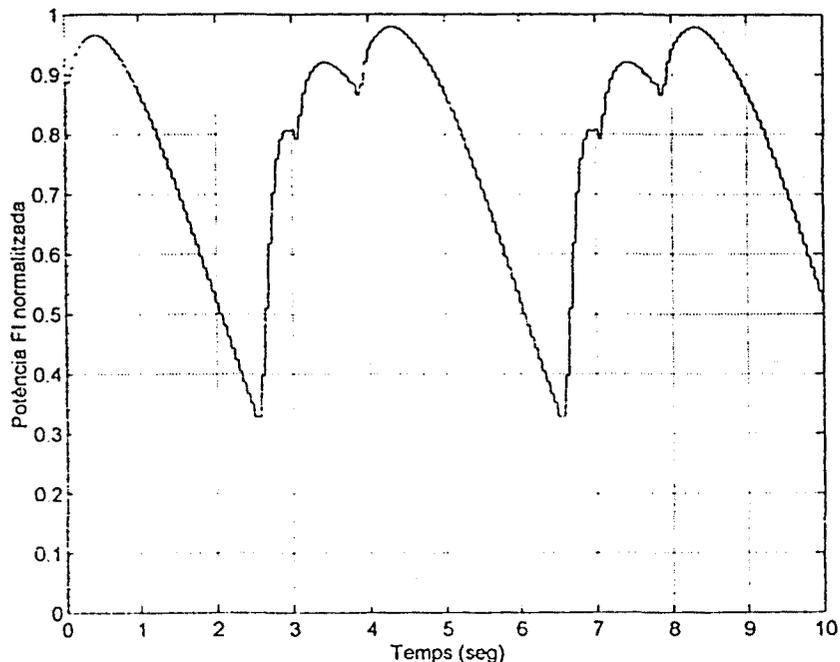


Figura 4.5. Seguimiento de trayectorias circulares del SOP de la luz incidente sobre el plano YZ. Potencia FI normalizada.

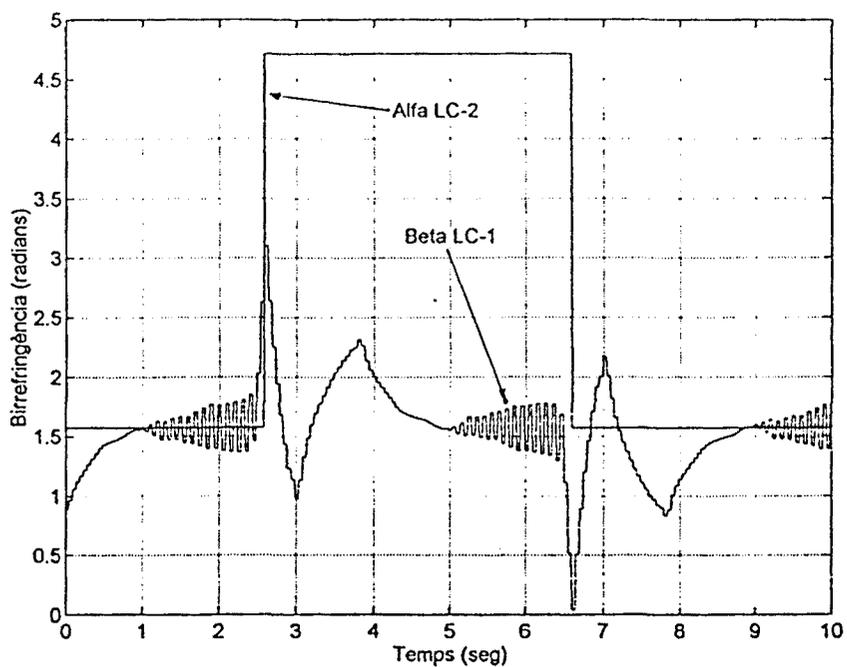


Figura 4.6. Retardos de los elementos LC-1 y LC-2 para las trayectorias del SOP mostradas en la figura 4.5.

4.2.1.2.2. Algoritmo para generar cualquier SOP con dos retardadores.

En este apartado, se presenta un nuevo algoritmo que de nuevo utiliza dos retardadores y que genera cualquier SOP, aceptando unas pérdidas de hasta 3dB durante los resets del segundo de este retardador.

De esta manera, el controlador nuevo no se limita a encontrar la polarización lineal que maximiza la potencia de FI, sino que intenta generar cualquier polarización de la esfera de Poincaré, que permita mejorar la adaptación de la polarización entre la luz incidente y la luz de salida del controlador en cualquier instante de tiempo.

Se parte de las hipótesis siguientes:

- ◆ Luz del oscilador local con polarización lineal horizontal (SOP H).
- ◆ Retardador de fase LC-1, con su eje rápido alineado con el eje Y de la esfera de Poincaré (ángulo físico rotado 45° respecto al eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz). Su retardo es β radianes.
- ◆ Retardador de fase LC-2, con un eje rápido alineado con eje X de la esfera de Poincaré (ángulo físico alineado con eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz). Su retardo es de α radianes.

Si estas suposiciones se cumplen, entonces puede asegurarse que con estos dos retardadores es suficiente para generar cualquier luz estática, sin que ninguna de los retardadores salga fuera de sus márgenes de funcionamiento.

En el caso de luz incidente con SOP variable, es necesario un mecanismo de reseteo para el retardador LC-2, tal y como se muestra en la figura 4.7.

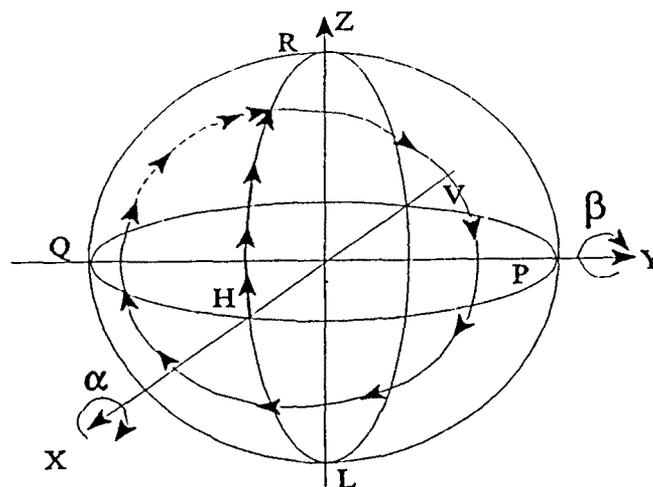


Figura 4.7. Trayectoria del SOP en la esfera de Poincaré.

El margen de birrefringencia del LC-1 se mantiene en el intervalo $\beta=[0,\pi]$ rad, mientras que el margen de retardo del segundo elemento se mueve entre $\alpha=[0,2\pi]$ rad. Para el primer retardador no se requiere ningún mecanismo de reseteo, ya que cuando llega a sus

limites, el SOP de la luz que genera coincide con uno de los modos propios del segundo retardador, de manera que conmutando el retardo del LC-2 en $\pm\pi$ radianes, dependiendo de la situación, será suficiente para devolver el LC-1 a sus márgenes operativos de funcionamiento. Sin embargo, para el segundo elemento, sí se necesita una secuencia de reseteo cuando llega a sus extremos, puesto que si se pasase directamente de 0 a 2π o a la inversa, se producirían unas pérdidas inaceptables durante el transitorio, ya que el SOP de salida del controlador podría pasar por algún punto de la esfera de Poincaré que fuese ortogonal con el SOP de la luz incidente, produciendo una detección nula momentánea en el receptor coherente, cosa que es inadmisibles.

Así pues existirán dos tipos de reseteo (que en realidad son prácticamente iguales):

A) Reseteo sin pérdidas: corresponde a la birrefringencia $\beta=[0,\pi]$ del retardador LC-1. En la tabla 4.2 se explican las diferentes posibilidades.

Situación inicial de reseteo sin pérdidas		Situación al final del reseteo sin pérdidas	
β (radianes)	α (radianes)	β (radianes)	α (radianes)
$>\pi$	$\geq\pi$	$\beta=2\pi-\beta$	$\alpha=\alpha-\pi$
$>\pi$	$<\pi$	$\beta=2\pi-\beta$	$\alpha=\alpha+\pi$
<0	$\geq\pi$	$\beta=-\beta$	$\alpha=\alpha-\pi$
<0	$<\pi$	$\beta=-\beta$	$\alpha=\alpha+\pi$

Tabla 4.2. Reseteo sin pérdidas.

B) Reseteo con pérdidas: corresponde al proceso a seguir cuando la birrefringencia $\alpha=[0,2\pi]$ del retardador LC-2 llega a uno de sus extremos. En las tablas 4.3 y 4.4 se explican las secuencias del reseteo para las diferentes posibilidades de las mismas, bien para el límite superior (2π radianes) o bien para el inferior (0 radianes), respectivamente. Las pérdidas teóricas máximas durante el proceso de reseteo son de 3dB. Cuando se detecta una situación de reseteo del LC-2, se guarda el valor inicial del retardo del LC-1, $\beta=\beta_0$, y en función de si es mayor o menor que $\pi/2$, se traslada el SOP de la salida del controlador a las polarizaciones lineal horizontal o vertical respectivamente. De esta manera, se asegura que las pérdidas máximas sean de 3db. A continuación, al ser la luz generada según un modo propio de LC-2, es posible desovillar este retardador hacia el otro extremo, de 0 a 2π o a la inversa, sin provocar pérdidas por desadaptación de los SOPs. Finalmente, se devuelve el valor inicial de birrefringencia al retardador LC-1, $\beta=\beta_0$. Se ha de tener presente, que se ha incorporado una pequeña histéresis en el desovillado de LC-2, para evitar situaciones de reseteo reiteradas sin ninguna utilidad. Por ejemplo se pasa de 0 a 1.9π radianes, o bien de 2π hasta 0.1 radianes. De esta manera se solventan los posibles problemas que podrían provocar, las fluctuaciones de la luz alrededor del semicírculo situado en el plano ZX positivo de la esfera de Poincaré. Se ha implementado el algoritmo de forma que cuando se detecte el reseteo del LC-2, se ponga su retardo justo en el límite superado, y si efectivamente en el siguiente muestreo se continúa perdiendo potencia de

FI, entonces se pasa a ejecutar la secuencia de reseteo realmente, en caso contrario se aborta el reseteo. De esta manera, se intentan prevenir posibles cambios repentinos del sentido de movimiento del SOP de la luz incidente, cerca de la región del reseteo del segundo retardador.

Número de la secuencia del reseteo con pérdidas	β (radianes)		α (radianes)
	0 (detección del reseteo)	$\beta=\beta_0 \geq \pi/2$	$\beta=\beta_0 \geq \pi/2$
1	$\beta=\pi$	$\beta=0$	$\alpha > 2\pi$
2	$\beta=\pi$	$\beta=0$	$\alpha=0$
3	$\beta=\beta_0$		$\alpha=0$

Tabla 4.3. Reseteo con pérdidas para $\alpha > 2\pi$

Número de la secuencia del reseteo con pérdidas	β (radianes)		α (radianes)
	0 (detección del reseteo)	$\beta=\beta_0 \geq \pi/2$	$\beta=\beta_0 \geq \pi/2$
1	$\beta=\pi$	$\beta=0$	$\alpha < 0$
2	$\beta=\pi$	$\beta=0$	$\alpha=2\pi$
3	$\beta=\beta_0$		$\alpha=2\pi$

Tabla 4.4. Reseteo con pérdidas para $\alpha < 0$

En condiciones normales de funcionamiento, es decir, fuera de las situaciones de reseteo explicadas anteriormente, se irá actuando de manera alternada sobre los dos retardadores LC-1 y LC-2, para conseguir la máxima potencia de FI posible.

En la figura 4.8 puede verse la desadaptación del SOP de salida respecto a un SOP que va describiendo trayectorias circulares máximas sobre la esfera de Poincaré en el plano que pasa por los polos y las lineales de 45 y 135°.

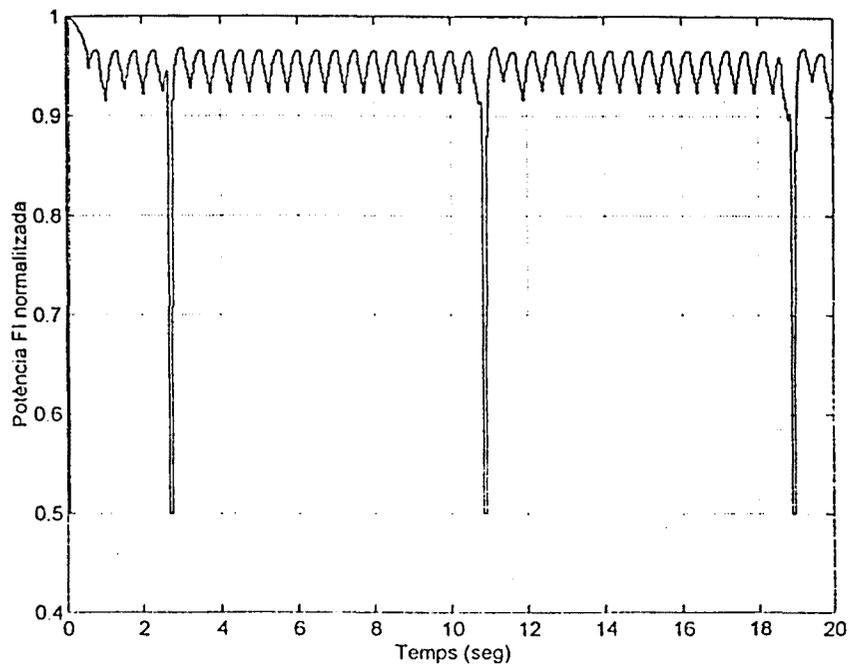


Figura 4.8. Seguimiento de trayectorias circulares del SOP de la luz incidente sobre el plano YZ. Potencia FI normalizada.

4.2.1.2.3. Algoritmo con tres retardadores y reseteo secuencial.

Se trata de un algoritmo semejante al detallado en el apartado anterior con la salvedad de que, en este caso, se incorpora un tercer elemento retardador que permite el reseteo secuencial, con lo que se reducen las pérdidas durante el desovillado de LC-2. Así, será posible superar la desadaptación momentánea de los SOPs que se producía en aquel caso.

Para el análisis de este algoritmo se supondrán las siguientes hipótesis de partida:

- ◆ Luz de oscilador local con polarización lineal horizontal (SOP H).
- ◆ Retardador de fase LC-1, con su eje rápido alineado con el eje Y de la esfera de Poincaré (ángulo físico rotado 45° respecto al eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz). Su retardo es β radianes.
- ◆ Retardador de fase LC-2, con un eje rápido alineado con eje X de la esfera de Poincaré (ángulo físico alineado con eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz). Su retardo es de α radianes.
- ◆ Retardador de fase LC-3, con un eje alineado con el eje Y de la esfera de Poincaré. Su retardo de fase es de γ radianes.

Si estas suposiciones se cumplen, se puede asegurar que con estos tres retardadores será suficiente para generar cualquier luz, tanto estática como dinámica, sin que ninguno de ellos salga fuera de sus márgenes de funcionamiento.

El margen de birrefringencia del LC-1 se mantiene en el intervalo $\beta=[0,\pi]$ radianes, mientras que el margen de retardo del segundo elemento se mueve entre $\alpha=[0,2\pi]$ radianes. Para el primer retardador no se requiere ningún mecanismo de reseteo, ya que cuando llega a sus límites, el SOP de la luz que genera coincide con uno de los modos propios del segundo retardador, de manera que conmutando el retardo del LC-2 en $\pm\pi$ radianes, dependiendo de la situación, será suficiente para devolver el LC-1 a sus márgenes operativos de funcionamiento. Sin embargo, para el segundo elemento, si se necesita una secuencia de reseteo cuando llega a sus extremos, puesto que si directamente se pasase de 0 a 2π o a la inversa, se producirían unas pérdidas inaceptables durante el transitorio, ya que el SOP de salida del controlador podría pasar por algún punto de la esfera de Poincaré que fuese ortogonal con el SOP de la luz incidente, produciendo una detección nula momentánea en el receptor coherente, cosa que es inadmisibile.

Es entonces cuando entra en funcionamiento el retardador LC-3, cuyo margen de birrefringencia es $\gamma=[0,\pi]$ radianes. Cuando LC-2 alcanza cualquiera de sus dos límites, se efectúa un intercambio de birrefringencia entre LC-1 y LC-3, de manera que el valor de β disminuye lentamente hasta llegar a 0, siendo compensados sus efectos con incrementos de γ que mantienen la adaptación entre los SOPs. Cuando se cumple que $\beta=0$, se verifica que el SOP del haz que incide en LC-2 es uno de sus modos propios; así LC-2 podrá ser desovillado sin que se produzcan pérdidas de potencia. Finalmente solo queda volver a intercambiar la birrefringencia entre LC-3 y LC-1 pero en este caso decrementando γ lentamente y compensando su efecto con incrementos de β hasta volver a la situación $\gamma=0$. En este punto el algoritmo vuelve a actuar con solo los dos primeros retardadores.

Así pues habrá dos tipos de reseteo:

A) reseteo sin pérdidas: corresponde a la birrefringencia $\beta=[0,\pi]$ del retardador LC-1. En la tabla 4.5 se explican las diferentes posibilidades.

Situación inicial de reseteo sin pérdidas		Situación al final del reseteo sin pérdidas	
β (radianes)	α (radianes)	β (radianes)	α (radianes)
$>\pi$	$\geq\pi$	$\beta=2\pi-\beta$	$\alpha=\alpha-\pi$
$>\pi$	$<\pi$	$\beta=2\pi-\beta$	$\alpha=\alpha+\pi$
<0	$\geq\pi$	$\beta=-\beta$	$\alpha=\alpha-\pi$
<0	$<\pi$	$\beta=-\beta$	$\alpha=\alpha+\pi$

Tabla 4.5. Reseteo de β sin pérdidas ($\gamma=0$).

A) reseteo con pérdidas: corresponde a la birrefringencia $\alpha=[0,2\pi]$ del retardador LC-2. En las tablas 4.6 y 4.7 se explican las secuencias del reseteo con las diferentes alternativas para las mismas, bien para el límite superior (2π radianes) o bien para el límite inferior (0 radianes) respectivamente. Cuando se detecta una situación de reseteo del LC-2, se guarda el valor inicial del retardo del LC-1, $\beta=\beta_0$, y se va decrementando el valor de LC-1, compensando con incrementos de LC-3. A continuación, al ser la luz generada según un modo propio del LC-2, es posible desovillar este retardador hacia el otro extremo, de 0 a

2π o a la inversa, sin provocar pérdidas por desadaptación de los SOPs. Finalmente, se vuelve el valor inicial de birrefringencia al retardador LC-1, $\beta=\beta_0$ de forma progresiva, con decrementos sucesivos del retardo de LC-3. De nuevo se ha incorporado una pequeña histéresis en el desovillado del LC-2, para evitar situaciones de reseteo reiterativas. De esta manera se solventan los posibles problemas que podrían provocar las fluctuaciones de la luz alrededor del semicírculo situado en el plano ZX positivo de la esfera de Poincaré. Se ha hecho que cuando se detecte el reseteo del LC-2, se ponga su retardo justo en el límite superado, y si efectivamente en el siguiente muestreo se continúa perdiendo potencia de FI, entonces se pasa a ejecutar la secuencia de reseteo realmente, en caso contrario se aborta el reseteo. De esta manera, se intentan prevenir posibles cambios repentinos del sentido de movimiento del SOP de la luz incidente, cerca de la región del reseteo del segundo retardador.

Número de la secuencia del reseteo con pérdidas	β (radianes)	α (radianes)	γ (radianes)
0 (detección del reseteo)	$\beta=\beta_0$	$\alpha>2\pi$	$\gamma=0$
1	$\beta--$	$\alpha>2\pi$	$\gamma++$
2	$\beta=0$	$\alpha=0$	$\gamma=\beta_0$
3	$\beta++$	$\alpha=0$	$\gamma--$
Fin del reseteo	$\beta=\beta_0$	$\alpha=0$	$\gamma=0$

Tabla 4.6. Reseteo con pérdidas para $\alpha>2\pi$

Número de la secuencia del reseteo con pérdidas	β (radianes)	α (radianes)	γ (radianes)
0 (detección del reseteo)	$\beta=\beta_0$	$\alpha<0$	$\gamma=0$
1	$\beta--$	$\alpha<0$	$\gamma++$
2	$\beta=0$	$\alpha=2\pi$	$\gamma=\beta_0$
3	$\beta++$	$\alpha=2\pi$	$\gamma--$
Fin del reseteo	$\beta=\beta_0$	$\alpha=2\pi$	$\gamma=0$

Tabla 4.7. Reseteo con pérdidas para $\alpha<0$

En las figuras que siguen se muestra el comportamiento de este algoritmo. Obsérvese que, comparado con los anteriores, ofrece unas prestaciones muy superiores pues aquí las pérdidas durante los reseteos no exceden de 0,4 dB.

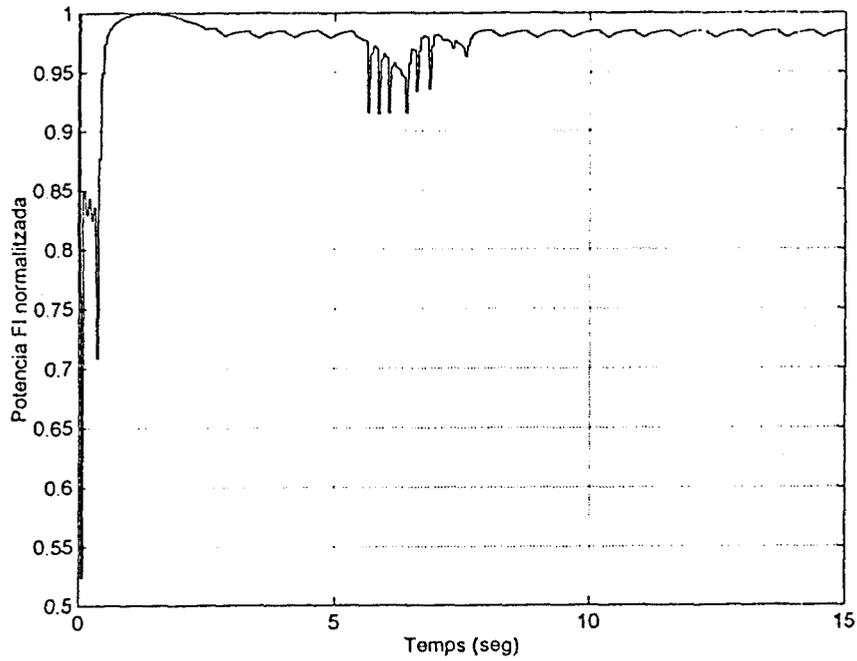


Figura 4.9. Seguimiento de trayectorias circulares del SOP de la luz incidente sobre el plano YZ. Potencia FI normalizada.

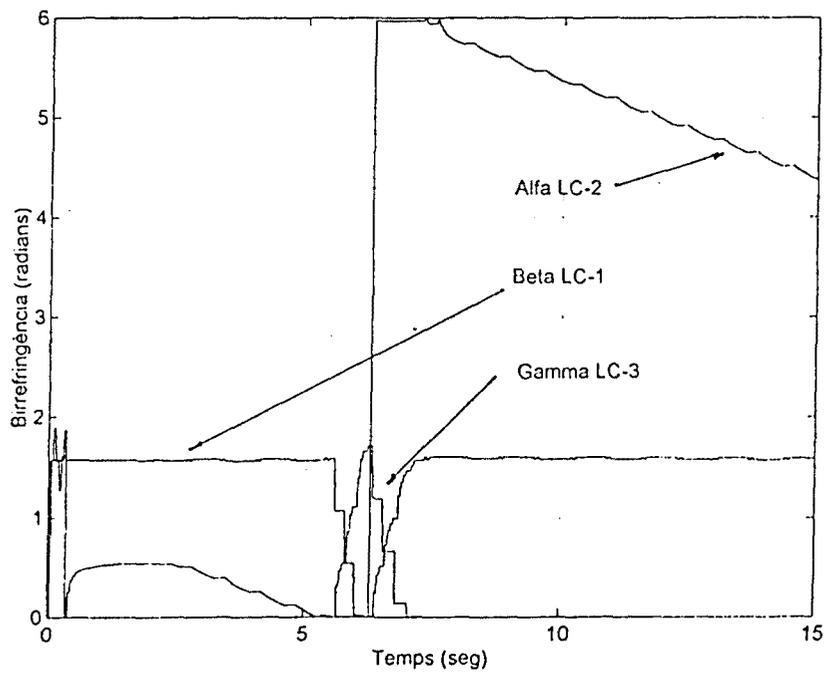


Figura 4.10. Retardos de los elementos LC-1, LC-2 y LC-3 para las trayectorias del SOP mostradas en la figura 4.9.

4.2.1.2.4. Algoritmo con 4 retardadores sin reseteo.

La incorporación de un cuarto retardador permite obtener un algoritmo que no requiere ningún mecanismo de reseteo. La idea fundamental de este algoritmo se basa en mover solo sobre dos puntos discretos de la esfera de Poincaré, de manera que la evolución de unos hacia los otros no provoque la saturación de ninguno de los cuatro retardadores. Además, las birrefringencias de los cuatro retardadores en puntos próximos de la esfera, tendrían que tener la menor dispersión posible, para que el paso de un punto hacia el otro, no genere un SOP ortogonal al SOP actual de la luz incidente (que provocaría detección nula). Si esto fuera posible, entonces se podría recorrer la esfera de Poincaré en cualquier dirección y sentido, sin tener que activar ningún mecanismo de reseteo, aunque se utilicen retardadores de margen de birrefringencia finito.

Para el estudio del funcionamiento de este algoritmo se parte de la siguiente hipótesis:

- ◆ Luz de oscilador local con polarización lineal horizontal (SOP H).
- ◆ Retardador de fase LC-1, con su eje rápido alineado con el eje Y de la esfera de Poincaré (ángulo físico rotado 45° respecto al eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz). Su retardo es β radianes.
- ◆ Retardador de fase LC-2, con el eje rápido alineado con eje X de la esfera de Poincaré (ángulo físico alineado con eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz). Su retardo es de α radianes.
- ◆ Retardador de fase LC-3, con el eje alineado con el eje Y de la esfera de Poincaré. Su retardo de fase es de γ radianes.
- ◆ Retardador LC-4, con el eje rápido alineado con el eje X de la esfera de Poincaré (ángulo físico alineado con el eje horizontal del plano perpendicular a la dirección de propagación de la luz) su retardo es ψ radianes.
- ◆ Comportamiento perfectamente determinístico y conocido de los cuatro retardadores.

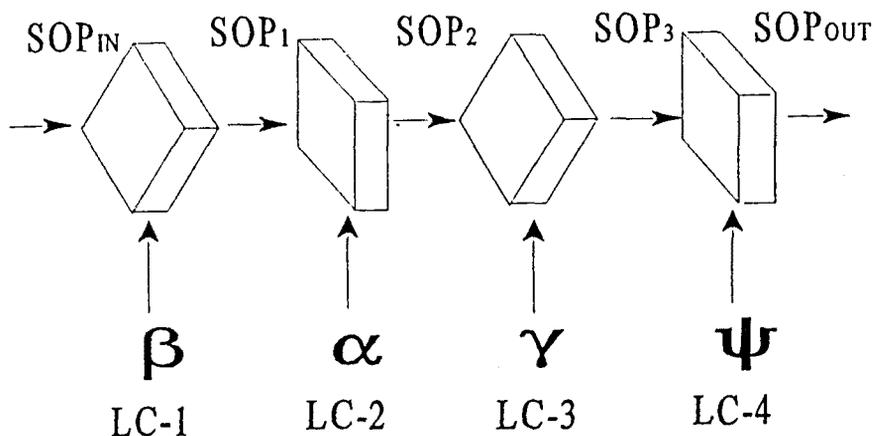


Figura 4.11. Controlador de la polarización con 4 retardadores de fase.

Si estas suposiciones se cumplen, se puede asegurar que con estos cuatro retardadores será suficiente para generar cualquier luz, tanto estática como dinámica, sin que ninguno de ellos salga fuera de sus márgenes de funcionamiento y sin necesidad de ningún mecanismo de reseteo (figura 4.12). Los márgenes de birrefringencia de todos los retardadores se consideran iguales, de manera que el intervalo de retardo para cualquiera de ellos es $\beta = \alpha = \gamma = \psi = [0, 2\pi] \text{rad}$.

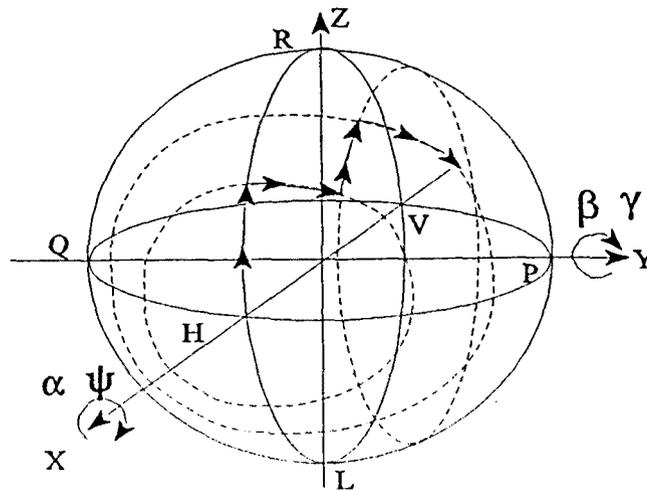


Figura 4.12. Trayectoria del SOP sobre la esfera de Poincaré con 4 retardadores de fase.

Se parte de la idea de discretizar la esfera de Poincaré en un determinado número de puntos, de manera que el ángulo que formen dos puntos adyacentes con el centro de la esfera, sea idéntico para cualquier par de puntos que se escojan. Además interesaría que el número de puntos en los que se discretiza la esfera pudiera ser variable, de manera que en función del grado de adaptación, se utilizase una esfera puntual discreta con más o menos resolución.

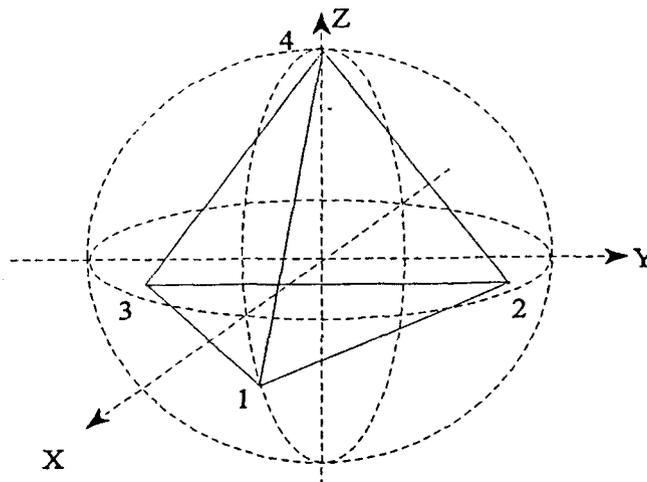


Figura 4.13. Tetraedro inscriptible en la esfera de Poincaré.

La primera división que la simple intuición nos sugiere, sería la de encontrar cuatro puntos que constituyeran un tetraedro inscrito en el interior de la esfera de Poincaré, tal y como se muestra en la figura 4.13. De esta manera, llevando el SOP del OL modificado hasta sus cuatro vértices, se podría deducir en cual de las cuatro regiones está situado el SOP de la luz incidente.

A continuación, a partir de los tres puntos del triángulo donde está el SOP de la luz incidente (realmente sería un casquete esférico definido por los tres puntos que son vértices del triángulo del tetraedro), se dividiría de nuevo en cuatro triángulos más, como se hace en la figura 4.14, y así sucesivamente en función del grado de adaptación.

Por tanto, para adaptar el SOP del OL al SOP de la luz incidente, se irían buscando triángulos cada vez más pequeños, en el interior de cual estaría el SOP de la luz incidente. Una vez se hubiera llegado al menor de los triángulos, mientras el SOP de la luz incidente estuviera quieta, solo se tendría que ir de vértice en vértice del triángulo, esperando a que este se moviera.

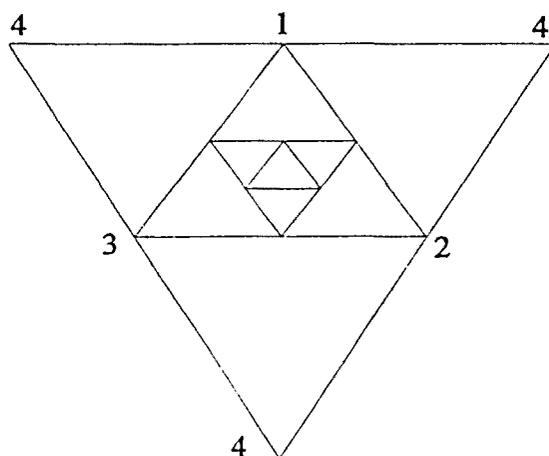


Figura 4.14. División sucesiva de un triángulo en 4 nuevos triángulos.

De esta manera, cuando la potencia de FI detectada por uno de los vértices aumente en relación a la de los vértices restantes del triángulo actual, permitirá deducir hacia que dirección y sentido se está moviendo la luz incidente, y a consecuencia de esto, también se trasladará el SOP del OL modificado hacia los vértices del nuevo triángulo adecuado. Por tanto, el movimiento del SOP de la luz incidente se compensará cambiando los vértices del triángulo actual, por los del triángulo hacia donde se dirige el SOP de la luz incidente. Por este motivo, se requiere que la birrefringencia de los cuatro retardadores, no varíe excesivamente entre puntos discretos de la esfera adyacente, para que el SOP transitorio del OL modificado, no pueda pasar por un punto que sea ortogonal al SOP que se está adaptando, ya que provocaría una detección nula momentánea.

El problema que presenta esta división sucesiva de triángulos, a partir de las caras de un tetraedro es el siguiente. En la figura 4.14 se muestran las cuatro caras del tetraedro

inscrito en la esfera de Poincaré, sobre un espacio de dos dimensiones. Como se observa en el dibujo, la división sucesiva de un triángulo, es totalmente simétrica, de manera que siempre se cumplirá, que un vértice esté a la misma distancia de cualquiera de sus puntos adyacentes.

Pero, en tres dimensiones, estos triángulos sobre el plano, se transforman en regiones triangulares esféricas, donde se deja de cumplir la propiedad de equidistancia entre vértices adyacentes, es decir, no es posible ir dividiendo de forma ilimitada un triángulo, en cuatro triángulos nuevos, escoger el adecuado i encontrar la proyección de sus vértices sobre la esfera de Poincaré, ja que entonces, el ángulo que formarán dos puntos adyacentes con el centro de la esfera, no será siempre el mismo, por cualquier par de puntos adyacentes que se escojan, y a consecuencia se pierde la discretización puntual simétrica que se estaba buscando.

Debemos entonces la siguiente pregunta geométrica: ¿cuales son las figuras que cumplen que sus vértices adyacentes estén distribuidos de manera equidistante?. Son los poliedros regulares, que son inscribibles en una esfera y de los cuales sólo existen 5 (ver tabla 4.8)

Figura	Número de caras	Número de vértices
Tetraedro	4	4
Cubo	6	8
Octaedro	8	6
Dodecaedro	12	20
Icosaedro	20	12

Tabla 4.8. Poliedros regulares.

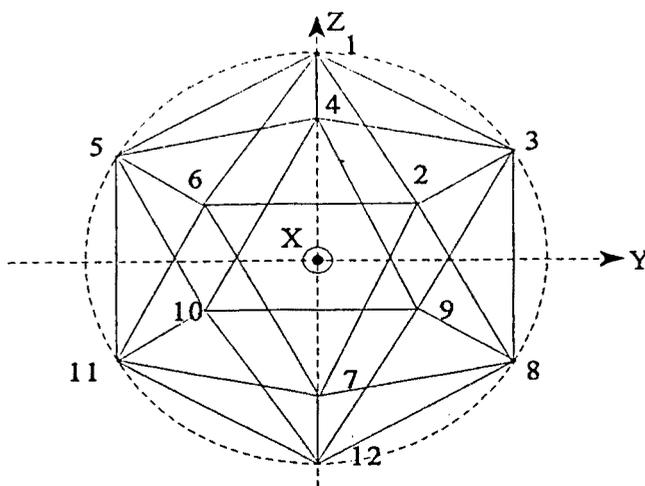


Figura 4.15. Icosaedro inscriptible en la esfera de Poincaré.

Como se desprende de la tabla 4.8, la figura que presenta mejor relación entre el número de caras y el número de vértices, es el icosaedro. Por esta razón es la figura que se utilizará para discretizar la esfera de Poincaré (ver figura 4.15).

Para calcular las coordenadas de los vértices del icosaedro, que servirán para discretizar la esfera de Poincaré, se utilizará la expresión que transforma las coordenadas esféricas en cartesianas. De esta manera, las coordenadas cartesianas de los vértices 1, 2, i 3, en función de los ángulos acimutal i cenital, son

$$P_1 = (0, 0, 1)$$

$$P_2 = (\sin\theta \cos 36^\circ, \sin\theta \sin 36^\circ, \cos\theta)$$

$$P_3 = (\sin\theta \cos(36^\circ+72^\circ), \sin\theta \sin(36^\circ+72^\circ), \cos\theta)$$

donde para el vértice P_2 el ángulo acimutal vale 36° , para el vértice P_3 el ángulo acimutal vale $(36^\circ+72^\circ)$, y θ es el ángulo cenital, que coincidirá con el ángulo que hay entre cualquier par de puntos adyacentes.

Para la definición de producto escalar el ángulo que forman P_1 y P_2 es α

$$\alpha = \arccos (P_1 \cdot P_2) = \theta$$

y el ángulo que forman los vértices P_2 y P_3 es α

$$\alpha = \arccos (P_2 \cdot P_3) = \arccos(\sin^2\theta \cos 36^\circ \cos 108^\circ, \sin^2\theta \sin 36^\circ \sin 108^\circ, \cos^2\theta)$$

Igualando las ecuaciones anteriores, ya que el ángulo que forman dos puntos adyacentes es el mismo para cualquier par de ellos (se trata de un poliedro regular) se obtiene la siguiente ecuación de segundo grado

$$\cos^2\theta (1 - A) - \cos\theta + A = 0 \tag{4.1}$$

donde $A = \cos 36^\circ \cos 108^\circ + \sin 36^\circ \sin 108^\circ$,

Haciendo el cambio de variable $x = \cos\theta$, y resolviendo la ecuación (4.1) se llegará a las soluciones $x=1$ y $x=0.4472$. Es claro que sólo la segunda de ellas tiene sentido y dará lugar a un ángulo $\theta=63.4^\circ$ con lo que las pérdidas por desadaptación de los SOPs serán de un 27.7%. Por lo tanto si el algoritmo va conmutando entre los vértices de un triángulo en cuyo interior se haya el SOP del haz incidente, las pérdidas máximas que se tendrán son de un 27% (y se darían para el caso de que ese SOP se encontrase exactamente sobre uno de los vértices del triángulo).

Conociendo el ángulo $\theta=63.4^\circ$ se puede automatizar el cálculo del resto de los vértices del icosaedro, cuyos resultados se muestran en la tabla 4.9. La tabla 4.10 muestra cuales deberán ser los valores de cada uno de los cuatro retardadores para transportar el SOP a esos vértices.

Vértice	Coordenada X	Coordenada Y	Coordenada Z
1	0	0	1
2	0,7236	0,5257	0,4472
3	-0,2764	0,8507	0,4472
4	-0,8944	0	0,4472

5	-0,2764	-0,8507	0,4472
6	0,7236	-0,5257	0,4472
7	0,8944	0	-0,4472
8	0,2764	0,8507	-0,4472
9	-0,7236	0,5257	-0,4472
10	-0,7236	-0,5257	-0,4472
11	0,2764	-0,8507	-0,4472
12	0	0	-1

Tabla 4.9. Coordenadas de los vértices del icosaedro inscrito en la esfera de Poincaré.

Vértice	β	α	γ	ψ
1	90	270	180	90
2	130	240	134,5	155,6
3	100	217	212,5	100,3
4	90	206,57	270	90
5	90	127	207,4	241,5
6	150	130	121,2	164,1
7	120	180	146,565	180
8	120	210	195,8	144,5
9	110	180	246,35	130,38
10	110	180	246,35	229,62
11	120	150	195,8	215,5
12	90	180	180	180

Tabla 4.10. Valores del retardo inducido por cada elemento para situar el SOP en los vértices del icosaedro.

4.2.1.2.5. Algoritmo de generación de cualquier SOP con dos rotadores.

El último algoritmo propuesto está pensado para trabajar con un controlador formado por dos retardadores variables. Es por ello que la filosofía de trabajo será ligeramente distinta a los casos vistos con anterioridad.

Las hipótesis de partida son:

- ◆ SOP a la entrada del dispositivo controlador lineal horizontal (SOP H).

- ◆ Controlador formado por dos rotadores variables entre los que se encuentra intercalado un retardador de cuarto de onda con orientación de sus ejes propios fija. Para el primero de los rotadores es necesario un margen de rotación entre $-\pi/4$ y $\pi/4$. El segundo de ellos deberá presentar un margen entre $-\pi/2$ y $\pi/2$.

El funcionamiento del algoritmo es simple:

Mediante el primer elemento rotador (θ_1) se consigue trasladar el SOP de entrada a cualquier estado lineal con inclinación entre -45° y 45° . La luz encontrará a continuación el retardador, cuyos ejes propios son 0° y 90° . El efecto del mismo será pues convertir la inclinación del SOP en la elipticidad deseada para el SOP de salida. El segundo rotador (θ_2) permitirá llevar el SOP de salida a cualquier inclinación puesto que sus márgenes de funcionamiento son suficientes como para cubrir todo un paralelo sobre la esfera. En la figura (4.16) se muestra el proceso completo.

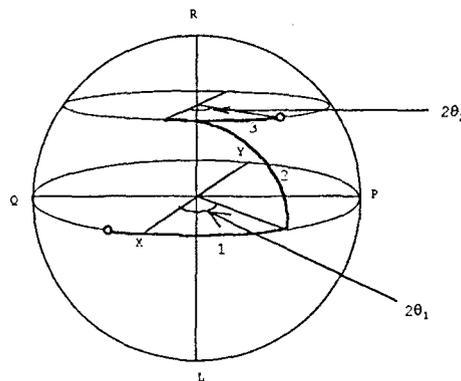


Figura 4.16. Representación del movimiento del SOP sobre la esfera de Poincaré.

El mecanismo para conseguir funcionamiento sin fin es también simple [4.5]. Para el primero de los rotadores no será necesario implementar ningún tipo de reseteo por cuanto en ningún caso podrá salir de su margen (no existen físicamente elipticidades mayores que 45°). Cuando el segundo rotador llegue a uno de sus extremos se situará el SOP de salida sobre uno de los polos ($\theta_1=45^\circ$ o $\theta_1=-45^\circ$). Se elegirá lógicamente el polo que se encuentre más cercano al SOP de salida actual con lo que puede asegurarse que las pérdidas no superarán en ningún caso los 3dB. Si el SOP de salida es circular es modo propio del segundo rotador con lo cual éste podrá ser reseteado sin afectar a la polarización de salida del controlador. Una vez devuelto a su estado central se reiniciará el proceso de maximización de la adaptación mediante variaciones en los dos rotadores.

4.2.2. Controlador de la polarización basado en el efecto Faraday.

4.2.2.1. El efecto Faraday.

En 1845, Michael Faraday, descubrió el modo por el cual la luz que se propaga por un material puede ser influenciada por la aplicación de un campo magnético externo. En particular, encontró que el plano de vibración (inclinación) de una luz polarizada linealmente que incide sobre un trozo de cristal rota cuando se aplica un campo magnético en la dirección de propagación de esa luz. Este efecto, llamado magnetoóptico o efecto Faraday [4.23] fue uno de los primeros indicios de la interacción entre el electromagnetismo y la luz.

En posteriores observaciones se vio que la rotación del plano de vibración de la luz es proporcional a la fuerza del campo magnético y a la distancia recorrida por la propia luz bajo su efecto. Más tarde se descubrió que existe cierto factor de proporcionalidad, que se conoce como la constante de Verdet, y que es específico de cada material. Todo este trabajo científico se llevó a cabo en su totalidad de manera experimental.

El ángulo medido ψ (medido en radianes) sobre el que rota el plano de vibración viene dado por la siguiente expresión empírica:

$$\psi = VBD \quad (4.2)$$

donde B es la densidad del flujo magnético estático (normalmente dado en Teslas), D es la longitud del medio atravesado (en mm) y V la constante de Verdet que, para un medio particular y como se verá más adelante, varía con el cuadrado de la frecuencia (sus unidades son $\text{rad} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$). En el caso de que la dirección de propagación difiera un ángulo ϕ de la dirección del campo magnético se tendría

$$\psi = VBD \cos \phi \quad (4.3)$$

Este ángulo de rotación se dice que es positivo si el plano de polarización gira en el sentido de las agujas del reloj cuando la luz incidente se propaga en el sentido del campo magnético.

Una onda polarizada linealmente puede ser descompuesta en dos ondas polarizadas circularmente, una a derechas y la otra a izquierdas. La propagación de cada una de ellas es independiente de la otra. Si los índices de refracción que presenta el material para cada una de las dos ondas es diferente, entonces sus velocidades de propagación también lo serán. Al final del tramo de material se ve que al sumar de nuevo las dos ondas circularmente polarizadas se obtiene una onda linealmente polarizada pero en esta ocasión el plano de vibración estará rotado respecto el de la onda original.

Se tomará el vector de campo eléctrico E de una onda polarizada linealmente a una frecuencia ω y que viaja en la dirección +x polarizada en la dirección y. Esta onda puede ser representada por la expresión:

$$E(x,t) = E_r + E_l, \quad (4.4)$$

donde

$$E_r(x,t) = \{0, (A/2)\cos[\omega(t-nx/c)], (A/2)\sin[\omega(t-nx/c)]\} \quad (4.5)$$

y

$$E_l(x,t) = \{0, (A/2)\cos[\omega(t-nx/c)], -(A/2)\sin[\omega(t-nx/c)]\} \quad (4.6)$$

representan los campos eléctricos de luces polarizadas circularmente a derechas e izquierdas respectivamente. Hay que notar que la suma según la componente z es cero. La amplitud de E es A, y la velocidad de propagación es c/n donde n es el índice de refracción.

Bajo ciertas circunstancias, las velocidades de los rayos polarizados circularmente a derechas e izquierdas pueden ser diferentes. En tal caso se puede calcular por separado la propagación de las dos componentes y después recombinarlas para obtener el vector de campo eléctrico de la onda linealmente polarizada resultante. El efecto observado será la rotación de la inclinación del SOP.

Para indicar la diferencia de velocidades de las dos ondas circularmente polarizadas se reemplazará el índice n de las ecuaciones (4.5) y (4.6) por n_r y n_l respectivamente, tal como se ve en la figura 4.17:

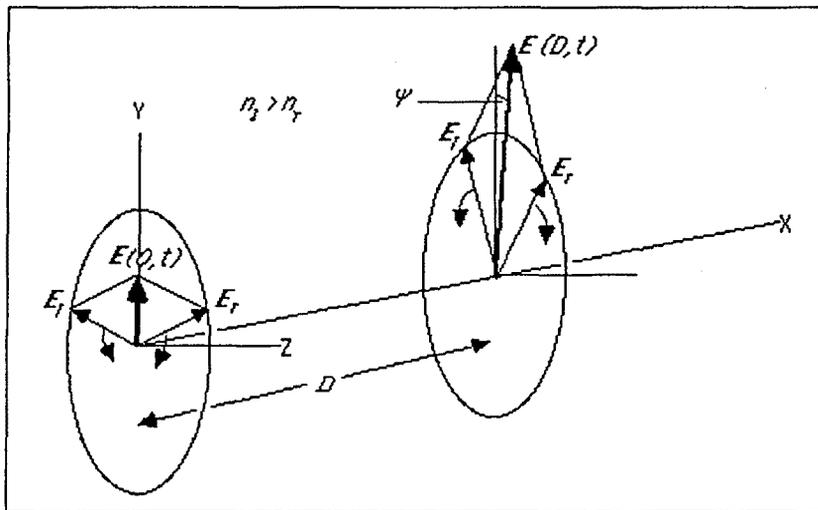


Figura 4.17. Suma de las componentes polarizadas circularmente a derechas e izquierdas en dos planos definidos por $x=0$ y $x=D$ respectivamente.

Debido a que $n_l > n_r$, E_l está más retrasada en fase en $x=D$ respecto a $x=0$ que E_r , con lo que se obtiene que la suma en $x=D$ está rotada en el sentido horario con ángulo

$$\psi = \pi(n_l - n_r)D/\lambda \quad (4.7)$$

El vector eléctrico en $x=D$ es entonces

$$E(D,t) = E_r(D,t) + E_l(D,t) \quad (4.8)$$

y utilizando las identidades

$$\cos(\alpha)+\cos(\beta)=2\cos(\alpha/2+\beta/2)\cos(\alpha/2-\beta/2)$$

$$\sin(\alpha)+\sin(\beta)=2\cos(\alpha/2+\beta/2)\sin(\alpha/2-\beta/2),$$

se halla que el campo eléctrico en $x=D$ tiene la expresión

$$\begin{aligned} E(D,t)=\{0, & A \cos[\omega(t-(n_r+n_l)D/2c)]\cos[\omega(n_l-n_r)D/2c] \\ & A \cos[\omega(t-(n_r+n_l)D/2c)]\sin[\omega(n_l-n_r)D/2c]\}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Esta expresión representa un campo eléctrico oscilante de amplitud A inclinado respecto el eje Y un ángulo

$$\psi=\tan^{-1}\left(\frac{E_z}{E_y}\right)=\frac{\omega(n_l-n_r)D}{2c}=\frac{\pi(n_l-n_r)D}{\lambda} \quad (4.10)$$

donde λ es la longitud de onda de la luz en el vacío. Por lo tanto, la birrefringencia circular puede ser explicada como un efecto de la diferencia de velocidades de propagación de la luz polarizada circularmente a derechas y a izquierdas. La diferencia suele ser muy pequeña en materiales en reposo, pero al aplicar un campo magnético se incrementa tal como ocurre con el efecto Faraday

Bien pronto los experimentos llegaron a la conclusión [4.24] que el ángulo de rotación ψ es proporcional al producto de D y el campo magnético B . Por lo tanto

$$\psi=VBD, \quad (4.11)$$

donde V es la llamada constante de Verdet. La cuestión principal es cómo se puede calcular el valor de V a partir de la física fundamental de la luz, el magnetismo y la materia.

Hasta este punto del desarrollo sólo se han utilizado dos ideas:

- la luz es una onda transversal con velocidad c/n ,
- los índices n_r i n_l son diferentes.

La primera idea es únicamente válida desde el punto de vista del efecto Faraday de la teoría electromagnética clásica, pero con el descubrimiento del electrón, H.Bequerel estableció en 1897 un nuevo enfoque sobre este tema. Su teoría estaba basada en el concepto recientemente descubierto del electrón, pero en él no incluye la idea de los niveles de energía cuantizada que introdujo Planck en 1900, u otro concepto importante como el de la teoría cuántica de la luz desarrollada por Einstein en 1905. A pesar de que la teoría de Bequerel no utilice los principios cuánticos proporciona un entorno de trabajo simple para entender el fenómeno que se está analizando, y proporciona predicciones de la constante de Verdet muy próximas a los valores que empíricamente se han observado.

Se supone que un material transparente contiene partículas de masa m y carga q distribuidas de forma continua en el material, el cual tiene carga opuesta y está restringido

a vibrar por unos lugares concretos debido a fuerzas elásticas. Considerando la situación en que hay un campo magnético estático \mathbf{B} de magnitud B en la dirección $+x$ y una onda electromagnética polarizada circularmente a derechas, la cual, en un punto dado, produce una rápida variación del campo eléctrico \mathbf{E} de magnitud constante E rotando en sentido horario respecto al plano perpendicular de \mathbf{B} . En el estado fijo las partículas cargadas se mueven en un círculo de radio r gobernadas por la ecuación

$$-m\omega^2 r = -kr + Eq + Bq\omega r/c \quad (4.12)$$

En esta ecuación k es la constante de elasticidad de la fuerza que restringe. Para la polarización circular a izquierdas el signo del término magnético es el opuesto. De la ecuación (2.13) se aísla r ,

$$r = (Eq/m) / (\omega_0^2 - \omega^2 - Bq\omega/mc), \text{ con } \omega_0 = (k/m)^{1/2} \quad (4.13)$$

El desplazamiento de una carga q desde su lugar de equilibrio con carga opuesta en una distancia r crea un dipolo magnético qr . Si hay N de estos dipolos por unidad de volumen, entonces la polarización \mathbf{P} tiene la magnitud Nqr , y la permitividad es $\epsilon = (1 + 4\pi P/E)$. Por lo tanto en un dieléctrico donde la permeabilidad es $\mu = 1$ y la velocidad de propagación es $v = c/\epsilon^{1/2}$ y en presencia de un campo magnético, se obtiene una expresión para el índice de refracción que observa la luz polarizada circularmente a derechas,

$$n_r(\omega) = c/v = [1 + (4\pi Nq^2/m) / (\omega_0^2 - \omega^2 - Bq\omega/mc)]^{1/2} \quad (4.14)$$

y para la luz polarizada circularmente a izquierdas

$$n_l(\omega) = c/v = [1 + (4\pi Nq^2/m) / (\omega_0^2 - \omega^2 + Bq\omega/mc)]^{1/2} \quad (4.15)$$

Las ecuaciones (4.14) y (4.15) muestran que los índices desaparecen cuando la frecuencia de la luz se acerca al valor $\omega_0^2 - \omega^2 \pm Bq\omega/mc = 0$. (Esta consecuencia sin sentido físico es debida al planteamiento simplista y se puede evitar añadiendo a la ecuación del movimiento un término que represente una fuerza de resistencia proporcional a la velocidad de la partícula cargada. Afortunadamente la omisión de este término tiene muy poco efecto en la precisión de la teoría a frecuencias alejadas de ω_0 , como es el caso que se está estudiando.

Para poder caracterizar completamente el ángulo rotado se debe hacer un estudio de la diferencia $n_l - n_r$. El cambio de n_r debido a la presencia del campo magnético es igual al cambio de n_r cuando la frecuencia de la luz cambia de ω a $\omega + \Delta\omega_r$, donde $\Delta\omega_r$ está definido por la siguiente ecuación cuadrática:

$$\omega^2 + Bq\omega/mc = (\omega + \Delta\omega_r)^2 \quad (4.16)$$

La solución de la ecuación es

$$\Delta\omega_r = Bq/2mc. \quad (4.17)$$

De igual manera,

$$\omega^2 - Bq\omega/mc = (\omega + \Delta\omega_l)^2 \quad (4.18)$$

y

$$\Delta\omega_1 = -Bq/2mc. \quad (4.19)$$

Hay que señalar que $\Delta\omega$ es muy pequeño comparado con ω . Por esta razón, la diferencia entre índices de refracción puede escribirse con bastante precisión como

$$n_1 - n_r = (dn/d\omega)(\Delta\omega_1 - \Delta\omega_r) = (dn/d\lambda)(\lambda^2/2\pi c)(Bq/mc), \quad (4.20)$$

donde $\lambda = 2\pi c/\omega$ es la longitud de onda de la luz en el vacío. Combinando las ecuaciones (2.11) y (2.21) se obtiene que el ángulo de rotación debido al efecto Faraday

$$\psi = \frac{dn}{d\lambda} \frac{\lambda}{2c^2} \frac{q}{m} DB \quad (4.21)$$

Así pues, la constante de Verdet está relacionada con q y m de la siguiente manera

$$V = \frac{dn}{d\lambda} \frac{\lambda}{2c^2} \frac{q}{m} \quad (4.22)$$

Tal y como se ha visto en los párrafos precedentes, el efecto se caracteriza por rotar la dirección de polarización de una luz que atraviesa un medio dieléctrico al cual se le aplica un campo magnético una de cuyas componentes es paralela a la dirección de la luz polarizada linealmente.

El ángulo rotado (4.11) se puede expresar como:

$$\psi = V \int_L B dl \quad (4.23)$$

donde L es el camino que atraviesa la luz. También hay que indicar que hasta ahora se ha considerado una constante de Verdet que depende del material en el que se esté trabajando, pero no es únicamente dependiente del material sino que es función a su vez de la longitud de onda de la luz que entra en el material e incluso de la temperatura de trabajo.

Una vez aclarados estos puntos se puede entrar en la problemática específica de trabajar con fibras monomodo. De los trabajos de A. M. Smith [4.25] se desprende que el efecto Faraday es esencialmente un fenómeno diamagnético, y por consiguiente se manifiesta en todos los materiales dieléctricos. En particular, se han medido para el vidrio y el silicio, materiales que componen la fibra óptica, ciertas constantes de Verdet, y por lo tanto no es de extrañar que las fibras muestren el efecto Faraday.

Este es el motivo por el que al aplicar un campo magnético longitudinal a una fibra, la cual presenta típicamente una birrefringencia lineal, haya una superposición de los efectos de las dos birrefringencias. Utilizando el cálculo de Jones y los resultados presentados en [4.26], el efecto de la fibra sobre la polarización se puede expresar del siguiente modo:

$$\begin{bmatrix} E_x(z) \\ E_y(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\Phi_z}{2} - j \frac{\Delta\beta}{\Phi} \sin \frac{\Phi_z}{2} & -\frac{2F}{\Phi} \sin \frac{\Phi_z}{2} \\ \frac{2F}{\Phi} \sin \frac{\Phi_z}{2} & \cos \frac{\Phi_z}{2} + j \frac{\Delta\beta}{\Phi} \sin \frac{\Phi_z}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

donde x e y son los ejes principales, $\Delta\beta = 2\pi \cdot (n_x - n_y) / \lambda$ es la birrefringencia lineal de la fibra, F es la rotación de Faraday por unidad de longitud, y

$$\left(\frac{\Phi}{2}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + (F)^2 \quad (4.25)$$

Se puede concluir que la existencia de birrefringencia lineal en fibras estándar hará que la rotación de Faraday sea inferior a la que se conseguiría con fibras no birrefringentes. La birrefringencia lineal enmascara el efecto Faraday. Un método rápido y óptimo para que los efectos de la birrefringencia circular sean superiores a los efectos de la birrefringencia lineal es torsionar la fibra sobre su propio eje tal y como se vio en el apartado 2.7. Con ello se consigue que la birrefringencia lineal sea despreciable.

4.2.2.1.1. Constante de Verdet para fibra óptica monomodo.

A lo largo de este trabajo se han implementado diversos elementos rotadores de Faraday sobre fibra óptica. Ello ha llevado a la obtención experimental de un valor preciso para la constante de Verdet en fibras ópticas de Si y para la tercera ventana de transmisión. Para la construcción de un rotador se ha dispuesto fibra arrollada (gran cantidad de vueltas debido al bajo valor del efecto). Sobre la misma se ha bobinado un conductor de cobre toroidalmente que, al ser atravesado por una corriente generará el campo magnético necesario (ver figura 4.18). Para el rotador que se presenta a continuación el número de anillos de fibra es de aproximadamente 1000, alrededor de los cuales se encuentran 730 o 1050 espiras de hilo de cobre.

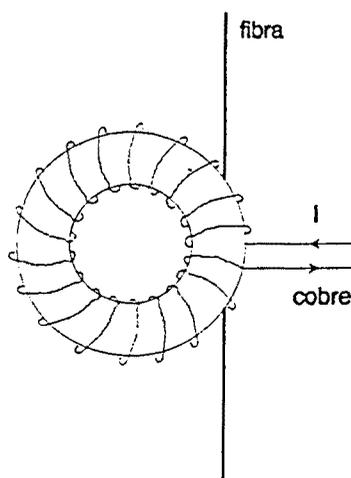


Figura 4.18. Representación del rotador construido.

En [4.29] se da un estudio detallado del campo creado por el toroide, obteniéndose como resultado,

$$B = \frac{\mu_0 i N}{2\pi R} \tag{4.26}$$

donde N son las vueltas de cobre que rodean el núcleo, i es la corriente que atraviesa el cobre y R es el radio medio del toroide.

El giro producido por rotador es proporcional al campo magnético que se le aplica, lo que es equivalente a decir que es proporcional a la corriente que se le aplica. La expresión del giro θ es [4.27]

$$\theta = V\mu_0 N_f N_{cu} i \tag{4.27}$$

En esta ecuación i es la corriente aplicada al toroide, N_f y N_{cu} son las vueltas de fibra y de cobre que hay respectivamente y V es la constante de Verdet. El valor para esta constante que se ha tomado como referencia para los cálculos es el que se presenta en [4.28].

Se han realizado cálculos para cuatro longitudes de onda alrededor de la tercera ventana. Las longitudes de onda que se han elegido son 1520, 1530, 1550 y 1560nm. Para comprobar la capacidad de giro del rotador se le ha inyectado corriente continua con valores 0.5, 1, 1.5 y 2 Amperios. Los valores teóricos de giro para 728 vueltas de conductor se pueden ver en la tabla 4.11. Para el caso de 1050 vueltas de cobre los resultados se presentan en la tabla 4.12. En ellas, para cada λ se da el giro obtenido (°) según la corriente aplicada al conductor.

λ	0,5	1	1,5	2
1520	30,94	61,88	92,82	123,76
1530	30,53	61,06	91,59	122,12
1550	29,73	59,46	89,19	118,92
1560	29,39	58,78	88,17	117,56

Tabla 4.11. Valores teóricos del giro según la corriente aplicada para N =728.

λ	0,5	1	1,5	2
1520	44,633	89,266	133,899	178,532
1530	44	88	132	176
1550	42,909	85,818	128,727	171,636
1560	42,383	84,766	127,149	169,532

Tabla 4.12. Valores teóricos del giro según la corriente aplicada para N =1050.

El montaje que se ha llevado a cabo para realizar estas medidas se puede ver en la figura 4.19.

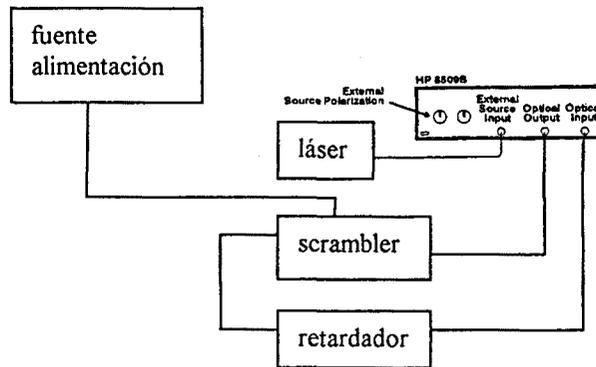


Figura 4.19. Montaje para la medición del giro.

De acuerdo con el esquema de la figura 4.19 el mecanismo que se ha utilizado para realizar las medidas se detalla a continuación. La fuente de luz es un láser sintonizable HP8168A cuya salida se inyecta al analizador de polarización. A la salida del analizador se encuentra el rotador alimentado con corriente continua y a continuación se dispone un retardador que permite observar el giro con más precisión. Finalmente la luz vuelve al analizador en cuya pantalla se puede observar la rotación.

En la figura 4.20 se pueden observar dos configuraciones de la pantalla que ofrece el analizador. En ellas se puede ver el arco que provoca la inyección de corriente y también diversos parámetros que facilitan la medida. También se observan los parámetros de Stokes del punto inicial y del final y la potencia óptica recibida.

Para hallar el ángulo girado se utilizarán los parámetros de Stokes. Se anotarán los parámetros del punto inicial, donde no hay corriente, y los del punto final una vez aplicada la corriente. El ángulo girado($\Delta\alpha$) será:

$$\Delta\alpha = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{S_2}{S_1}\right)_{final} - \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{S_2}{S_1}\right)_{inicial} \tag{4.28}$$

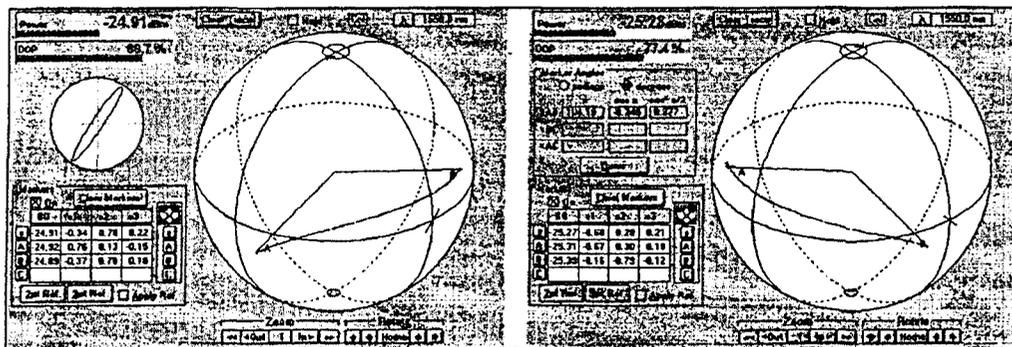


Figura 4.20. Aspecto de la pantalla del medidor de polarización.

Una vez realizadas todas las medidas para las diferentes longitudes de onda y para las diferentes corrientes se ha realizado una media que es la que se puede ver en la gráfica siguiente para 1550nm. Para que las medidas fueran más fiables se han realizado varias medidas para cada corriente y longitud de onda de aquí que se haya podido obtener una media. En ellas se pueden ver los grados girados para cada longitud de onda en función de la corriente inyectada.

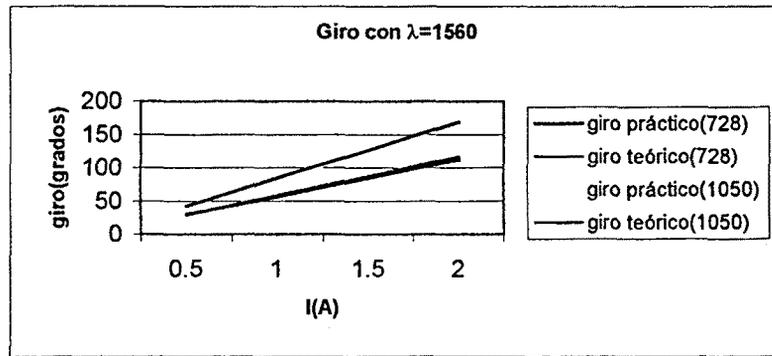


Figura 4.21 Giro obtenido en función de la corriente aplicada al trabajar con una $\lambda=1550$

A la vista de estos resultados se puede decir que la teoría coincide prácticamente de una manera completa con la práctica. En casi todos los resultados el valor práctico es ligeramente inferior al valor teórico. Esta discrepancia puede ser debida a defectos en la fabricación del toroide o a que la constante de Verdet sea ligeramente diferente de la que se tomó como referencia.

Suponiendo que el error estuviera en la constante de Verdet se ha calculado la constante para la fibra utilizada obteniéndose el valor

$$V = 0.142 \times 10^{-28} \pm 0.002 v^2 \text{ rad T}^{-1} \text{ m}^{-1} \tag{4.29}$$

4.2.2.2. Construcción del controlador.

El diagrama de bloques del controlador de polarización basado en el efecto Faraday construido se muestra en la figura 4.22.

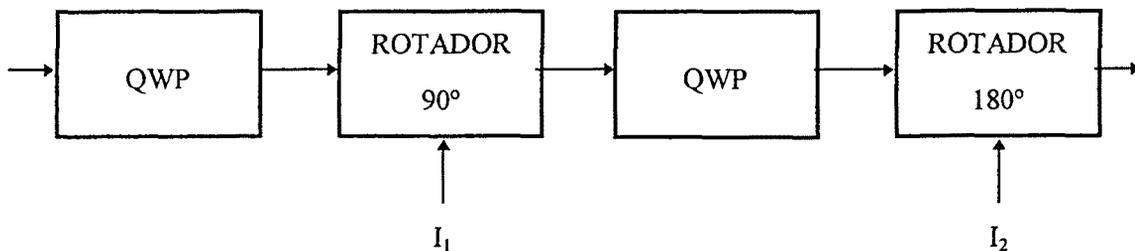


Figura 4.22. Controlador de la polarización constituido por dos rotadores de Faraday y un retardador de cuarto de onda (QWP). El QWP situado a su entrada se utiliza para asegurar SOP lineal a la entrada del dispositivo.

El elemento retardador de cuarto de onda ha sido implementado mediante dos vueltas de fibra de radio 1,6 cm. El primero de los elementos rotadores es capaz de girar $\pm 45^\circ$ mientras la amplitud de giro del segundo es el doble. Los valores del número de vueltas de fibra y de cobre utilizados para llegar a estos márgenes de giro se dan en la tabla 4.13.

	Rotador $\pi/2$	Rotador π
N_c	2000	2400
N_f	600	1100

Tabla 4.13. Valores del número de vueltas de fibra y de cobre para los dos rotadores del controlador realizado.

La construcción consiste en bobinar la fibra sobre un aro de PVC y arrollar sobre la misma el conductor de cobre, tal y como se mostró en la figura 4.18. Algunos aspectos que deben tenerse en cuenta durante la construcción del dispositivo son los siguientes:

- El radio de los bucles de fibra no podrá ser excesivamente reducido pues la atenuación aumenta según se reduce ese radio.
- Para conseguir reducir la birrefringencia lineal intrínseca de la fibra, se introducirá una birrefringencia circular mucho mayor. A este efecto, se ha torsionado la fibra durante su arrollamiento a razón de 20 giros/m.
- Debe evitarse la aparición de microcurvaturas en la fibra, por lo que, durante el arrollamiento de la fibra, se monitorizan continuamente las pérdidas de inserción.

Una vez construido el dispositivo es necesario considerar nuevos efectos:

- La gran cantidad de vueltas de hilo de cobre provocarán un efecto inductivo importante. En la práctica se ha comprobado que el comportamiento frecuencial de los rotadores es paso bajo de primer orden con un ancho de banda aproximado de 500 Hz.
- Dado que se inyectarán valores de corriente del orden de 1 A, con lo que los conductores alcanzarán temperaturas elevadas, los efectos debidos a procesos térmicos no podrán ser obviados y serán los principales causantes del posible funcionamiento no ideal.

El dispositivo construido fue testado utilizando el montaje que se muestra en la figura 4.23 en la cual el polarizador que se encuentra tras el controlador es útil para emular variaciones de la polarización. Una variación en la orientación de dicho polarizador obligará al controlador a la actuación para mantener el valor de potencia detectada (V_{pot}) en el máximo.

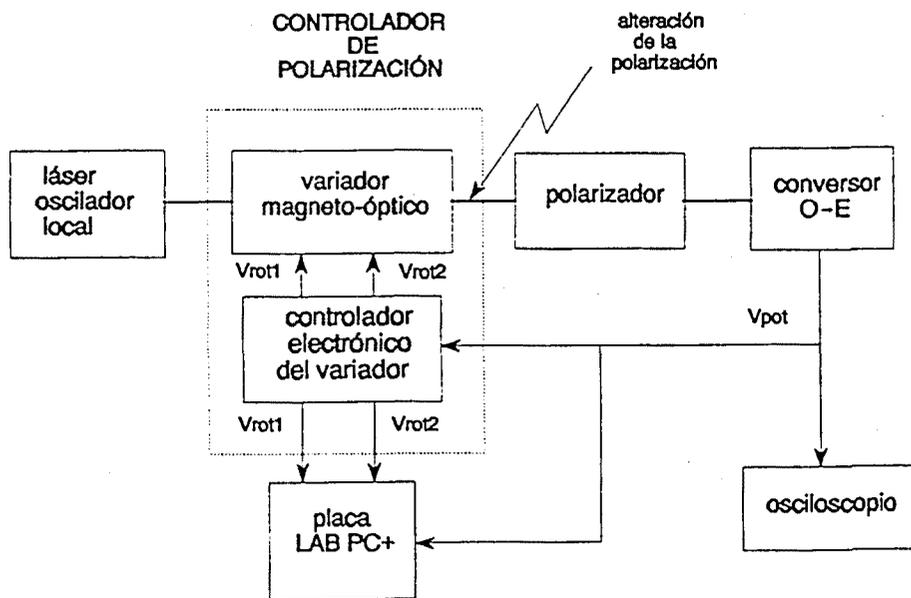


Figura 4.23. Entorno para la medición del comportamiento del controlador.

El algoritmo utilizado para el gobierno del controlador es el presentado en el apartado 4.2.1.2.5 y la matriz de Jones del dispositivo completo equivale a

$$M = \begin{bmatrix} \cos \theta_2 & -\text{sen } \theta_2 \\ \text{sen } \theta_2 & \cos \theta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j + \cos 2\delta & \text{sen } 2\delta \\ \text{sen } 2\delta & j - \cos 2\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_1 & -\text{sen } \theta_1 \\ \text{sen } \theta_1 & \cos \theta_1 \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

donde θ_1 es el ángulo girado por el primer rotador, θ_2 el segundo y δ la inclinación de los ejes propios del retardador insertado entre ambos. Es claro [4.31] que podrá conseguirse cualquier SOP de salida teniendo a su entrada luz polarizada lineal y horizontalmente.

4.2.2.3. Integración en un receptor coherente.

El controlador ha sido montado, junto con los circuitos de amplificación de potencia necesarios para conseguir los valores de corriente adecuados, en una placa tamaño Eurocard C, y ha sido integrado en un receptor coherente a 2,5 Gbit/s [4.10], [4.33] cuyas principales características se muestran en la tabla 4.14.

El diagrama de bloques del sistema completo se muestra en la figura 4.24. Puede observarse que la señal que se utilizará para el gobierno del controlador de polarización es la potencia detectada en frecuencia intermedia que deberá maximizarse. Para simular las fluctuaciones de la polarización se utiliza el controlador manual.

Velocidad de transmisión	2,48832 Gbit/s
Señal de test	NRZ, PRBS $2^{23}-1$
Detección óptica	Heterodina balanceada
Tasa de error	$<10^{-9}$
Tipo de fibra óptica	Monomodo estándar G-652
Longitud de onda	1550 nm
Formato de modulación	CPFSK (índice: 0,7)
Demodulación	Diferencial
Frecuencia intermedia	4,3 GHz
BW_{IF}	3,8 GHz
Potencia óptica de los transmisores	0 dBm
Sensibilidad receptor	-37 dBm
Número de canales	4
Espaciado mínimo entre canales	13 GHz

Tabla 4.14. Características del receptor coherente utilizado.

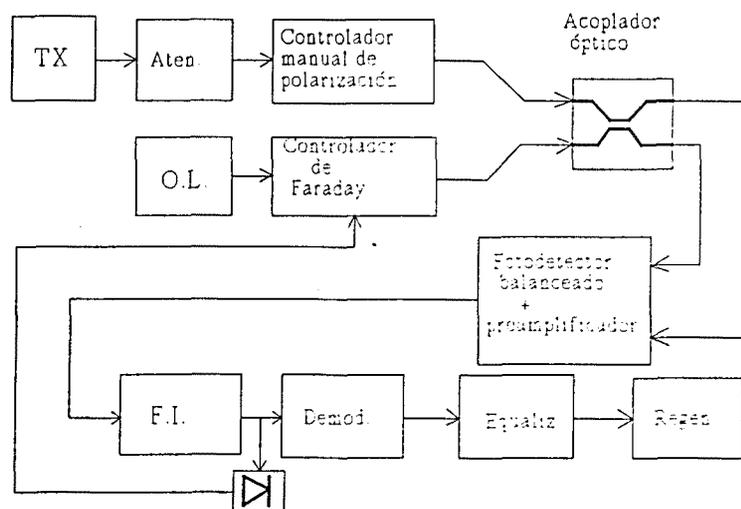


Figura 4.24. Diagrama de bloques del receptor coherente con el controlador Faraday integrado en la rama del láser oscilador local.

En la figura 4.25 se muestra la superposición de varios transitorios de arranque del controlador desde una situación de desadaptación total. Para poder apreciar las diferentes respuestas se ha realizado un filtrado numérico paso bajo de los datos obtenidos, cuidando que la frecuencia de corte fuese lo suficientemente alta como para no afectar al flanco ascendente.

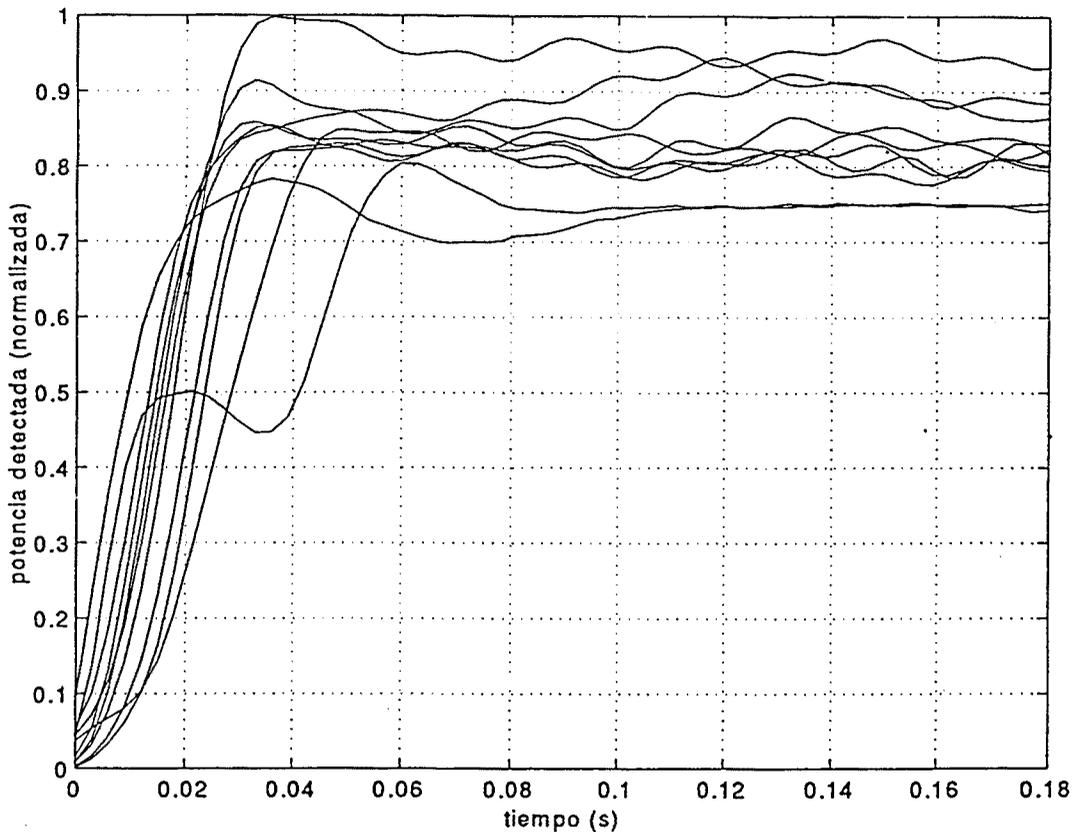


Figura 4.25. Superposición de arranques del controlador Faraday.

Pueden extraerse varias conclusiones de esta gráfica. Por un lado se observa que el tiempo de respuesta del controlador oscila entre 30 y 50 ms, de lo que se puede deducir que la frecuencia máxima de las variaciones que será capaz de seguir se situará en el margen de los 20 a los 30 Hz. Por otro lado, también se observa que las pérdidas en seguimiento una vez establecida la respuesta son siempre inferiores a 1,5 dB.

La Fig.4.26 muestra un ejemplo de su funcionamiento dentro del sistema coherente: se utiliza un variador automático con secuencia de variación periódica como forzador de fluctuaciones de la polarización de entrada al sistema, de modo que genera grandes círculos en la esfera de Poincaré, a una frecuencia de 1Hz. Con el controlador Faraday desconectado se producen evidentemente pérdidas totales de la señal detectada (como se observa en la tensión que monitoriza la potencia de FI). Al ponerlo en funcionamiento el controlador hace el seguimiento de la polarización generando adaptativamente las corrientes a los dos rotadores, que corresponden respectivamente a la variación de elipicidad e inclinación. La potencia detectada se mantiene ahora cerca del máximo, con

una pérdida inferior a 0,5dB, o de 3dB cuando se llega a un extremo del rango de corriente y se hace el reset.

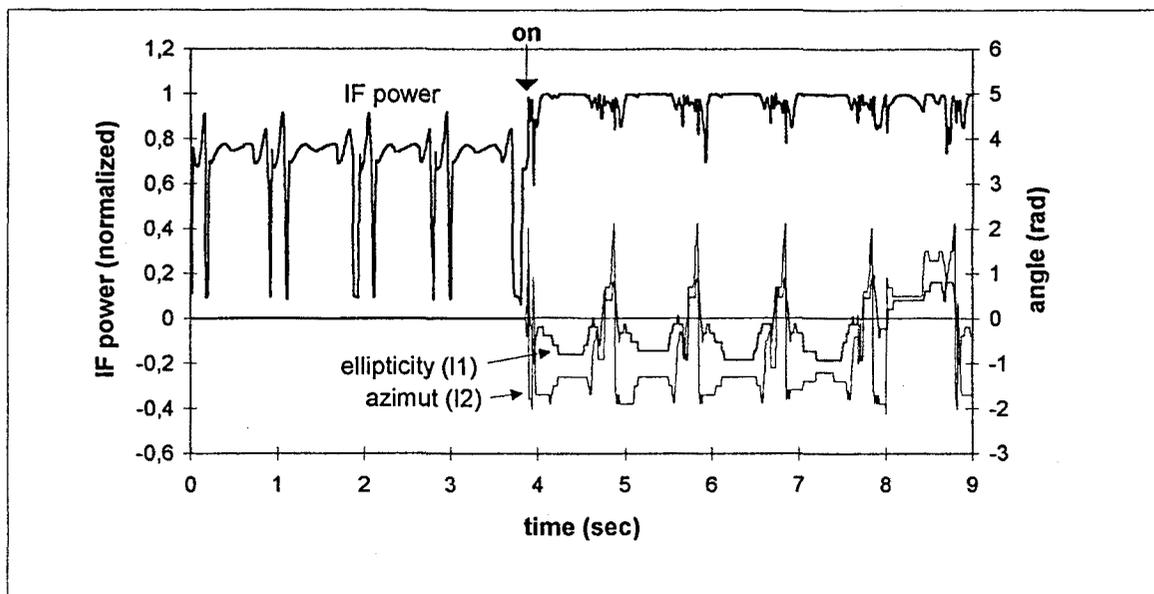


Figura 4.26. Potencia de FI detectada durante un periodo de 9s (a los 3,8s el controlador se pone en funcionamiento). También aparecen las corrientes a los rotadores (en términos de ángulos rotados), mostrando el comportamiento en los instantes de reset.

Las medidas realizadas indican un funcionamiento correcto del mismo, siendo sus principales características las escritas en la tabla 4.15. Además de las pérdidas de inserción (debidas principalmente a microcurvaturas en los anillos de fibra), algunos SOP no se adaptan perfectamente por la birrefringencia no ideal de los QWP y rotadores, provocando una pérdida en condiciones estáticas de 1,5dB en el peor de los casos. La pérdida máxima de 3dB en los reseteos se da para un intervalo de tiempo inferior a 20ms, lo que significa una contribución a la probabilidad de error global que se compensa con un incremento en la sensibilidad de 0.5dB.

Pérdidas de inserción totales	inferiores a 2.5 dB.
Seguimiento de variaciones bruscas del SOP recibido	hasta 10 Hz
Máxima desadaptación durante el funcionamiento (durante los reseteos).	inferior a 3 dB
Desadaptación de polarización estática máxima	< 1,5 dB
Desadaptación de polarización dinámica	< 0,2 dB

Tabla 4.15. Prestaciones del controlador Faraday implementado.

4.2.3. Controlador de la polarización basado en celdas de cristal líquido.

El segundo tipo de controlador con el que se ha trabajado está constituido por cuatro celdas de cristal líquido y es un dispositivo comercial (PCLC de E-TEK Dynamics). Su caracterización e integración en diferentes entornos han sido llevadas a cabo.

4.2.3.1. El cristal líquido como medio anisótropo.

Para comprender cómo funcionan los dispositivos de cristal líquido, es necesario introducir una explicación de su construcción, que determinará el análisis que se pueda hacer de su comportamiento [4.32].

Como podemos ver en la figura 4.27, la celda de cristal líquido se estructura como una delgada lámina de material confinado entre dos placas de vidrio. En algunas configuraciones de interés, como los TNLC (twisted nematic liquid crystal), las superficies en contacto con el material de estas dos placas de vidrio son tratadas adecuadamente para introducir un efecto de torsión.

Más concretamente, en la construcción de las celdas de cristal líquido de más común uso, como pueden ser la de los TNLC, se trata la superficie del cristal líquido mediante un suave rallado en la dirección deseada, de tal manera que se fuerza la posición de reposo de las moléculas. Al determinar dicha orientación de reposo se determina igualmente cual va a ser el recorrido de las moléculas al ser la celda activada mediante la acción de una fuerza externa.

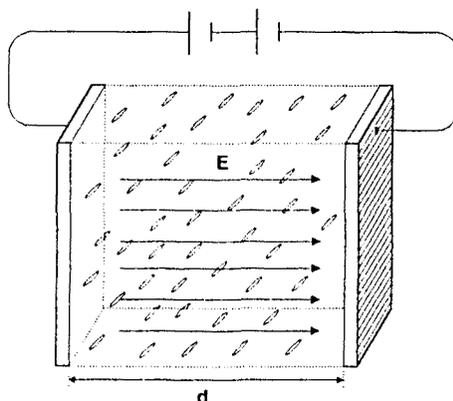


Figura 4.27. Celda de cristal líquido con activación eléctrica en bornes

La base del funcionamiento de un CL como retardador de fase está en el hecho de que introduce una variación de fase distinta en los dos modos normales de propagación, en tanto que ambos modos ven un índice de refracción aparente diferente. De esta manera, la velocidad con que atraviesan el material es diferente para cada caso, introduciéndose de esta manera un retardo relativo entre ambas componentes del campo. Este retardo relativo podrá ser modulado adecuadamente mediante la acción sobre la celda de cristal líquido del campo eléctrico a aplicar entre los extremos de la celda.

La diferencia de fase introducida por el cristal líquido se debe a los diferentes índices de refracción que expone el material. A su vez, la diferencia de índices de refracción se debe al hecho de que las propiedades dieléctricas varían en función de la dirección espacial

considerada. En efecto, el CL presentará características diferentes en las direcciones paralela y ortogonal a su director, en tanto que presenta características de cristal uniaxial.

Se puede caracterizar el comportamiento dieléctrico del CL por las constantes dieléctricas ϵ_{\parallel} y ϵ_{\perp} . De esta manera, también se pueden definir los consiguientes índices de refracción n_{\parallel} y n_{\perp} . Para aplicaciones electroópticas se suele escoger materiales en los que $\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp}$ ($n_{\parallel} > n_{\perp}$), los llamados **uniaxiales positivos**. Esta diferencia entre las constantes de permeabilidad dieléctrica es cuantificable:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} = 4\pi N h F \left\{ (\alpha_e - \alpha_t) - F \left(\frac{\mu^2}{2KT} \right) (1 - 3 \cos^2 \beta) \right\} S_L \quad (4.31)$$

donde

- α_e y α_t Son las polarizabilidades longitudinal y transversal de la molécula
- S_L es el momento cuadrupolar, es decir, una medida de cómo es compartido el orden molecular por todo el material
- β es el ángulo entre la dirección del eje molecular y el campo aplicado

y

$$S_L = \langle \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \rangle = \int f(\theta) \cdot \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \cdot d\theta \quad (4.32)$$

El dato a significar de la expresión de $\Delta\epsilon$ es su directa proporcionalidad con el grado con el que todo el material se alinea con el vector director predominante. Es por este hecho que los cristales líquidos presentan tan buenas características electroópticas, puesto que al compartir de manera bastante homogénea una orientación común, sus propiedades dieléctricas son bastante mejores que en otros materiales que no presentan esta característica.

Además, dependiendo de la frecuencia, ϵ_{\parallel} y ϵ_{\perp} presentan comportamientos diferentes. Esto se puede deducir al representar cada una de estas dos componentes mediante la forma de Debye:

$$\epsilon_{\alpha} = \epsilon_{\alpha}' - i \cdot \epsilon_{\alpha}'' = \epsilon_{\infty, \alpha} + \frac{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\infty, \alpha}}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau_{\alpha}} \quad (4.33)$$

en la que $\alpha=(\parallel, \perp)$, y τ_{α} es el tiempo de relajación característico de cada componente. Más concretamente, el tiempo de relajación longitudinal τ_{\parallel} es mucho mayor que el transversal τ_{\perp} , en tanto que el movimiento de relajación longitudinal está asociado con la rotación de las moléculas alrededor de su eje corto, y este movimiento se ve evidentemente obstaculizado por la propia forma de las moléculas, sobre todo en una fase con un grado de ordenamiento molecular alto. De esta manera, $\epsilon_{\perp}(\omega)$ es más o menos constante desde continua hasta la zona de los MHz, mientras que $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ decrece rápidamente con la frecuencia y puede llegar a tener un valor inferior a ϵ_{\perp} a partir de $f \approx 10$ kHz en algunos materiales. En este caso, hay un cambio de signo en la anisotropía eléctrica, que se suele

aprovechar en algunas aplicaciones para mejorar el tiempo de relajación en las celdas de CL de tipo nemático.

En cambio, en frecuencias ópticas, se observa que $\epsilon \approx n^2$ y una gran anisotropía en el índice de refracción $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$. La magnitud de esta Δn es suficientemente grande, del orden de 0.1, como para que, combinado este dato con el pequeño campo eléctrico necesario para modificar la orientación del CL, resulte un coeficiente electroóptico extremadamente grande, que hace de los CL, como ya se ha comentado, uno de los más importantes materiales electroópticos.

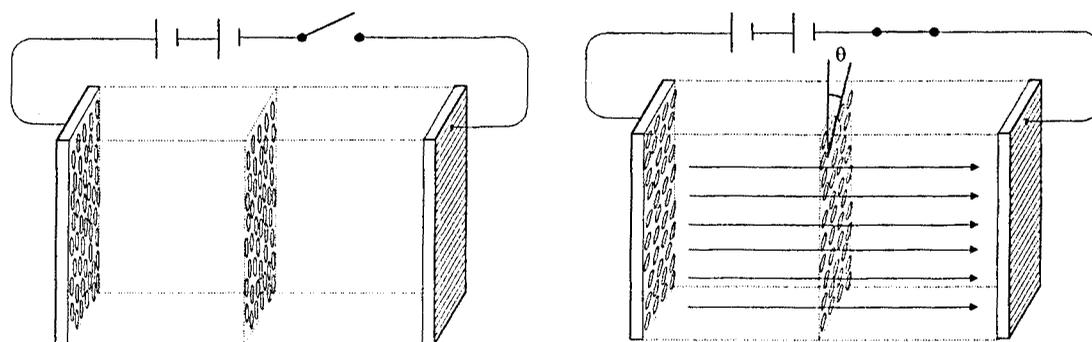
En efecto, al aplicar una diferencia de potencial entre los dos extremos de la celda, se crea un campo constante a lo largo de esta que provoca la aparición de un momento dipolar proporcional al valor de la anisotropía de la permitividad eléctrica:

$$\vec{\mu} = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} (\vec{E} \cdot \vec{n}_n) \cdot n_n = \left(\frac{\Delta\epsilon}{4\pi} |E| \cdot \cos\varphi \right) \cdot n_n \tag{4.34}$$

siendo φ el ángulo entre el campo aplicado y el vector director de la molécula.

Este momento dipolar inducido por el campo eléctrico interactúa con el propio campo, con lo que aparece un momento de fuerza, que es el que rota la molécula:

$$|T| = |\mu \times E| = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} |E|^2 \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi \tag{4.35}$$



4.28. Representación gráfica de la activación del cristal líquido al aplicar un campo eléctrico

Este momento de fuerza se ve contrarrestado por las propias fuerzas del material, que intentan llevar a las moléculas a su posición de reposo. Evidentemente, para un determinado campo, se llegará a un equilibrio que hará que las moléculas varíen su posición un determinado grado. Es precisamente la presencia de estas fuerzas de reacción moleculares lo que impide que, por debajo de cierto campo umbral, no se produzca reacción alguna. Este campo umbral es precisamente:

$$E_c = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{4\pi k}{\Delta\epsilon}} \tag{4.36}$$

Es importante resaltar en este punto cómo cuanto mayor sea la anisotropía en la permeabilidad dieléctrica menor será el campo umbral, lo cual da una visión de la importancia de este parámetro en estos materiales.

Si traducimos esta última expresión a tensión aplicada, al ser esta una magnitud controlable por el operador, resulta que obtenemos, al multiplicar el campo umbral E_c por el grosor de la celda d :

$$V_{th} = E_c \cdot d = \pi \cdot \sqrt{\frac{4\pi k}{\Delta\epsilon}} \quad (4.37)$$

Un valor común para la mayoría de materiales de cristal líquido puede estar en torno a 1 ó 2 V, como en el caso que nos ocupará, el PCLC.

Hasta aquí la explicación del proceso físico de orientación de las moléculas del material mediante la aplicación de un campo eléctrico externo, pero ahora hace falta introducir una explicación que relacione este hecho con aquel que más interés tiene, como es la capacidad de introducir un retardo de fase entre las dos componentes de un campo eléctrico de manera controlada.

La aplicación del campo eléctrico provoca un cambio en la orientación de las moléculas del cristal. De esta manera, al cambiar dicha orientación también cambiarán las características del cristal en lo que se refiere a la propagación de la luz en su interior, como es fácil de intuir. Efectivamente, los índices de refracción aparentes que ofrece el cristal a un rayo de luz que le atraviese dependerán en gran medida de la orientación de las moléculas, y de esta manera también el retardo que se infiera en las componentes o modos ortogonales de dicho rayo u onda plana.

Si consideramos la siguiente ecuación, podemos ver que en una situación de reposo, sin campo eléctrico aplicado, los índices de refracción que presenta el cristal líquido a la luz incidente son, y siempre según la configuración que se ha representado, n_e , el índice extraordinario, y n_o , el índice de refracción ordinario, en las direcciones x e y , respectivamente. La diferencia de fase total que se introduce es:

$$\Gamma = 2\pi \cdot (n_e - n_o) \cdot \frac{d}{\lambda_o} = \Gamma_{max} \quad (4.38)$$

siendo

d	grosor de la celda
λ_o	la longitud de onda de la luz incidente

Evidentemente, al variar la inclinación de las moléculas por acción del campo externo, también variará el índice de refracción que el material ofrecerá en la dirección x será diferente, en tanto que la proyección de la molécula en esa dirección será diferente, y consecuentemente dicho índice de refracción también lo será. Si θ es el ángulo de inclinación de las moléculas con respecto de su posición de reposo vertical, y tal como se ha expuesto con anterioridad, el índice de refracción que el modo extraordinario de la onda incidente ve es:

$$n(\theta), \text{ tal que } \frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\sen^2 \theta}{n_o^2} \quad (4.39)$$

Conforme aumente la intensidad del campo el grado de inclinación de las moléculas aumentará en consecuencia, y así, el índice de refracción extraordinario irá decreciendo,

desde el valor inicial $n(\theta = \pi/2) = n_e$ hasta el valor final, $n(\theta = 0) = n_o$, cuando el campo ha hecho que las moléculas estén totalmente horizontales, con lo que, evidentemente, presentan las mismas características a ambos modos de la onda plana y los índices de refracción coinciden.

Evidentemente, en este proceso el factor que resta por determinar es la relación entre la amplitud del campo eléctrico (o la diferencia de potencial, es indiferente) aplicado y el ángulo de inclinación. Para la mayoría de cristales líquidos se cumple que la relación entre ambas variables sigue una forma tal que:

$$\theta = \begin{cases} 0, & V \leq V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \cdot \tan^{-1} \left(\exp \left(-\frac{V - V_c}{V_o} \right) \right) & V > V_c \end{cases} \quad (4.40)$$

dónde V_c es la tensión umbral de la propia celda, y V_o es una constante intrínseca del material, de tal manera que cuando $V - V_c = V_o$, $\theta \approx 50^\circ$. Conforme la tensión aplicada aumenta, el ángulo de inclinación aumentará consecuentemente y tenderá hacia los 90° . De esta manera, y avanzando un paso más, se puede ver que el retardo entre las componentes para un determinado ángulo de inclinación es:

$$\Gamma = 2\pi [n(\theta) - n_o] \cdot \frac{d}{\lambda_o} \quad (4.41)$$

que toma, como ya se ha mencionado, su valor máximo $\Gamma = \Gamma_{max}$ cuando las moléculas están en su posición de reposo, con lo que $n(\theta) = n_e$, y su valor mínimo $\Gamma = 0$ cuando las moléculas están completamente inclinadas.

La señal de polarización tiene normalmente una forma de onda cuadrada con una frecuencia en un rango entre algunas decenas de Hz y unos pocos kHz. La operación de estos dispositivos a frecuencias más bajas tiende a causar efectos electromecánicos que, al distorsionar el alineamiento molecular del dispositivo, reducen el tiempo de vida del mismo. Por encima de 100 Hz el consumo de potencia de los cristales líquidos aumenta, aunque también mejora la velocidad de respuesta. Se suele tomar un compromiso y situar la frecuencia de la señal de polarización sobre los 1,5 kHz.

Un dispositivo de este tipo, capaz de modular de manera voluntaria la fase de la señal óptica tiene múltiples aplicaciones, dependiendo de la configuración concreta que se tome. Por ejemplo, con un retardador de media onda ($\Gamma = \pi$) se puede construir un modulador de intensidad con tan sólo insertarlo entre dos polarizadores dispuestos de manera ortogonal ($\pm 45^\circ$). Otra manera de construir un modulador de intensidad es disponer un retardador de cuarto de onda ($\Gamma = \pi/2$) entre un polarizador a 45° con el eje x, y un espejo. En nuestro caso, el dispositivo utilizado (PCLC) consta de cuatro celdas de cristal líquido y se utilizará como controlador dinámico de la polarización de la luz.

4.2.3.2. Funcionamiento del controlador.

Se verá, en este apartado, la caracterización completa del dispositivo utilizado (PCLC). Tal y como se observa en la figura 4.29, este dispositivo está formado por el elemento electroóptico propiamente dicho (PCLC-2A) constituido por 4 celdas de cristal líquido, (LC) más una placa con convertidores A/D y D/A (PCLC-2B) a través de la cual se consigue por un lado alimentar las celdas LC y por otro adquirir la señal de referencia que se intentará maximizar durante el funcionamiento del dispositivo integrado en el receptor.

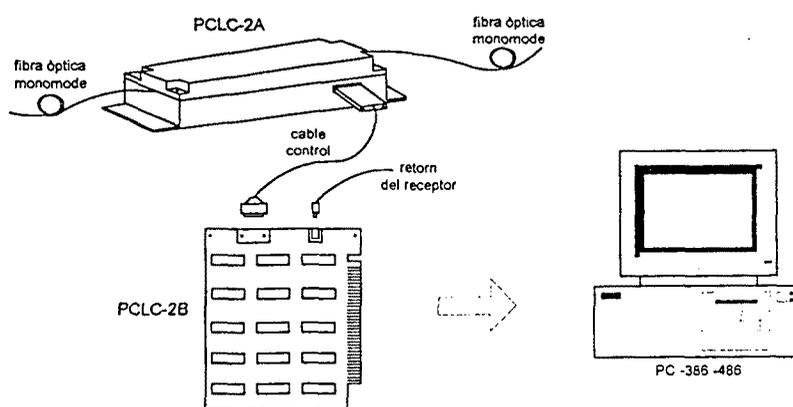


Figura 4.29. Representación gráfica del controlador de cristal líquido PCLC.

Las cuatro celdas se encuentran con sus ejes propios orientados a 0°-45°-0°-45°, por lo que será posible implementar sobre este dispositivo los 4 primeros algoritmos propuestos en el apartado 4.2.1.2. Para evaluar el comportamiento del controlador se ha realizado previamente la caracterización de todas las celdas. Las medidas realizadas han permitido comprobar la orientación de los distintos cristales así como el retardo de fase en función de la tensión aplicada y su tiempo de respuesta. Todos estos parámetros serán críticos para el funcionamiento final del controlador.

En la figura 4.30 se presenta la relación tensión retardo que se cumple de un modo bastante ajustado para cualquiera de las celdas. Es importante resaltar el comportamiento no lineal, que se ajusta a la expresión analítica

$$\Gamma(\text{rad})=7,9\pi e^{-0,6V} \text{ con } V \text{ expresado en Voltios} \tag{4.42}$$

y que comportará que las tensiones generadas por los distintos algoritmos deban ceñirse a esta no linealidad. Así, el incremento de tensión para conseguir cierto retardo deberá cambiarse en función del punto de trabajo inicial.

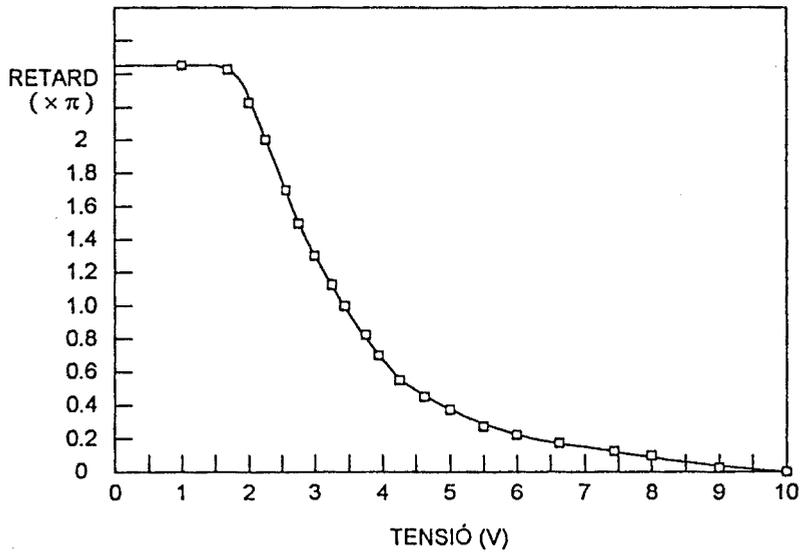


Figura 4.30. Relación entre el retardo de fase y la tensión aplicada en sus bornas para una celda LC.

Por otro lado, se han realizado medidas obteniéndose la relación entre el tiempo de respuesta de un LC y el retardo del mismo. Los resultados se muestran en la figura 4.31 donde de nuevo se aprecia que la rapidez de respuesta será función del punto en que se encuentre el cristal previamente. El retardo puede aproximarse por la expresión

$$\tau(ms) = 323,5 \frac{R(rad)}{\pi} + 75 \tag{4.43}$$

A la vista de todos los resultados obtenidos se decidió que el margen de operación óptimo para los LC es entre $0,1\pi$ rad (7,28V) y $1,6\pi$ rad (2,66V).

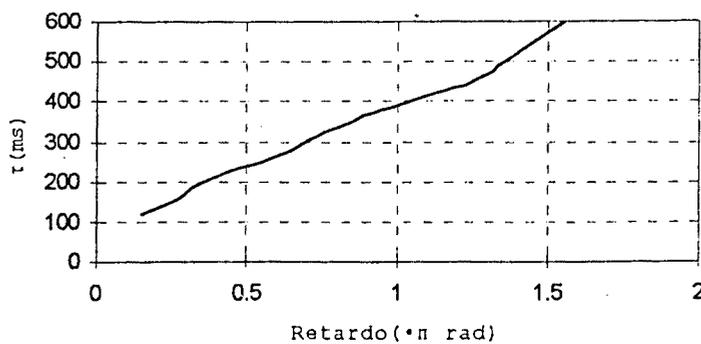


Figura 4.31. Tiempo de respuesta de una celda LC en función de su retardo.

La configuración utilizada para la toma de todas las medidas del dispositivo se muestra en la figura 4.32. El dispositivo PCLC-2A fue fijado para que los tramos de fibra a su entrada/salida tuvieran un comportamiento estable. Asimismo, para las medidas del dispositivo como controlador de la polarización, se simuló el efecto de un SOP de llegada variante mediante un polarizador cuyos cambios de orientación simulan cambios en el SOP al que perseguir.

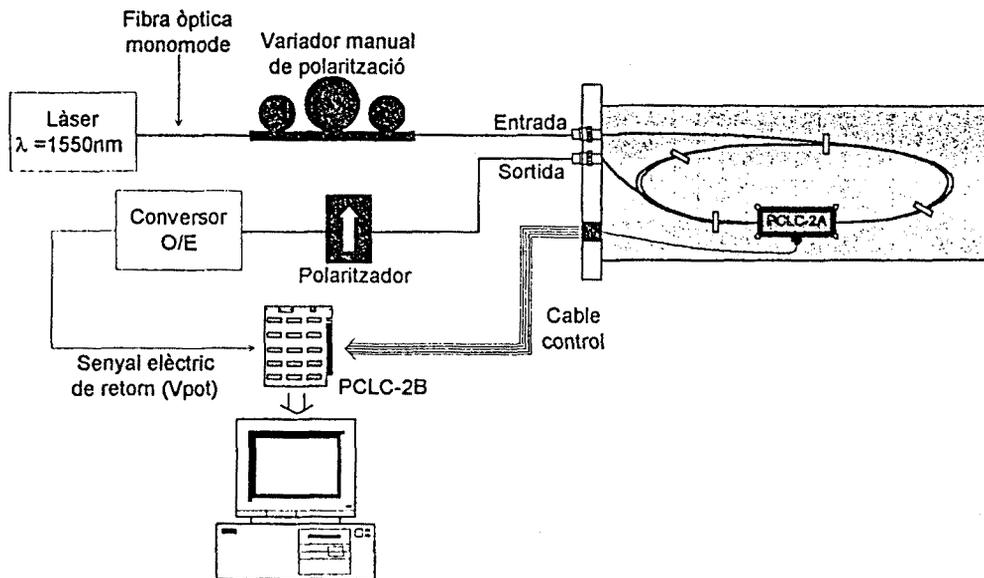


Figura 4.32. Configuración utilizada para la caracterización del dispositivo.

4.2.3.3. Integración en un receptor coherente.

El controlador de polarización basado en cristales líquidos fue integrado en el receptor coherente expuesto en la tabla 4.14. El diagrama de bloques de todo el sistema se ve en la figura 4.33, de la que se desprende que de nuevo la señal de frecuencia intermedia (FI) es el parámetro a maximizar.

El comportamiento de este controlador es más robusto que el basado en el efecto Faraday ya que el exceso de elementos birrefringentes (4 frente a 2) hace que pueda funcionar incluso con SOP cambiante a su entrada. En la figura 4.34 se muestra la evolución de las pérdidas en FI durante 2,5 minutos. Las condiciones bajo las que ha sido tomada esta gráfica son de variaciones bruscas en el SOP del haz incidente. Para conseguir estas alteraciones bruscas se golpea la fibra con lo que los movimientos del SOP son mucho más rápidos que el tiempo de respuesta del controlador y las pérdidas aumentan notablemente en cada golpe (instantes aproximados 25,85,125 y 140 s). La adaptación total de los SOPs se produce en aproximadamente de 4 a 6 iteraciones, por lo que, tomando como el tiempo medio de respuesta de un LC 250 ms, se tendrá un tiempo de adquisición de 1 a 1,5s, por lo que sólo será capaz de seguir variaciones de 1Hz.

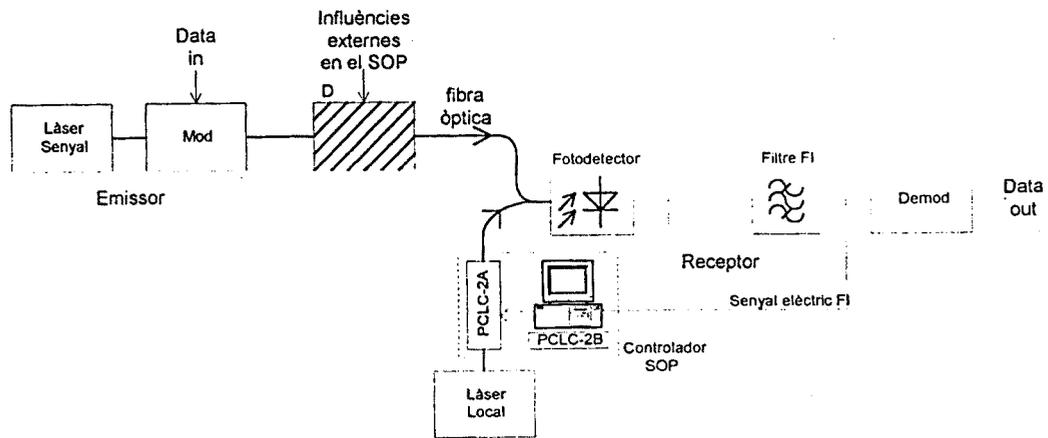


Figura 4.33. Receptor coherente con el PCLC como controlador de polarización.

Las pérdidas en seguimiento son menores que 0,3 dB mientras que sus pérdidas de inserción son de 3,5 dB (incluyendo conectores).

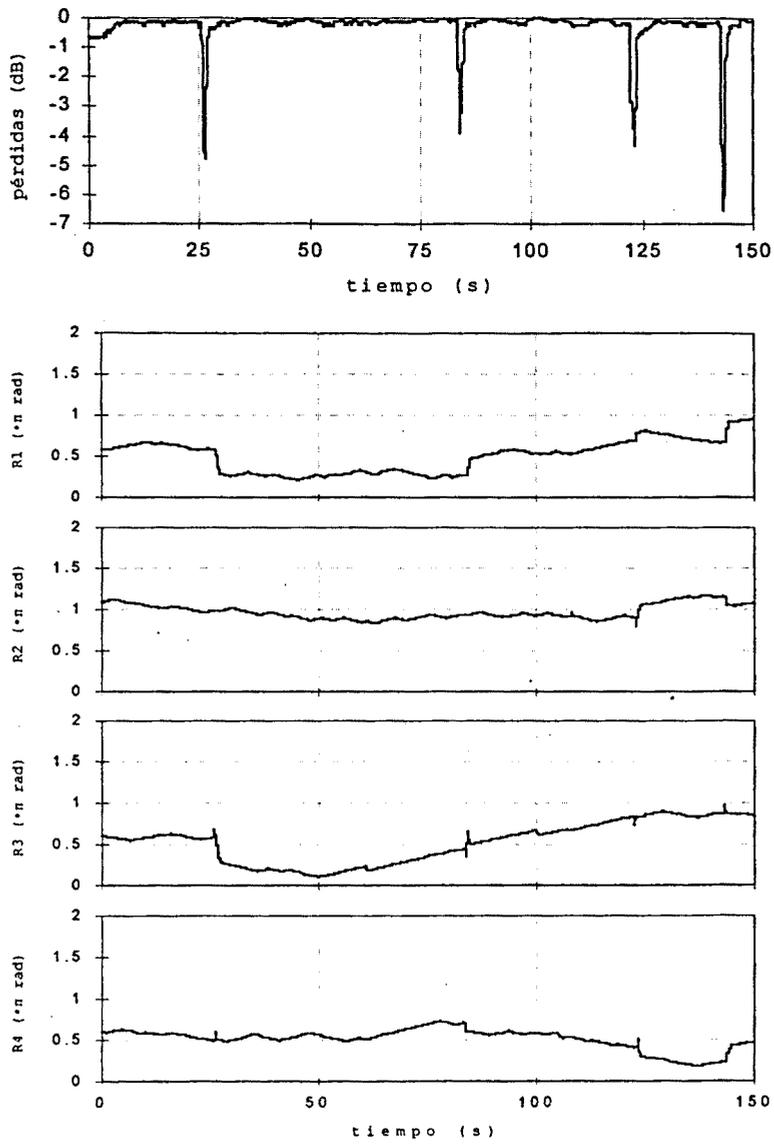


Figura 4.34. Pérdidas en FI durante el funcionamiento del controlador PCLC y retardos aplicados a cada una de las celdas.

4.3. Aleatorizador de la polarización basado en el efecto Faraday.

El último dispositivo construido durante este trabajo es un variador de la polarización. Su función no es, como en los casos anteriores, adaptar dos SOPs distintos, sino conseguir que la luz que viaja por la fibra tenga un SOP fluctuante de frecuencia elevada con lo que su DOP será bajo si el intervalo de observación es suficientemente grande. Las aplicaciones de este dispositivo son varias:

- Evitar la PDG en sistemas con amplificación óptica.
- Aleatorizar el SOP de la señal en un receptor coherente para evitar los desvanecimientos debidos a la desadaptación de polarizaciones entre el láser oscilador local y la portadora de la señal.
- Eliminar el ruido debido a la inestabilidad del SOP de la luz en sistemas interferométricos.

Para realizar este dispositivo se ha utilizado de nuevo el efecto Faraday, aunque en este caso bastará con un único rotador cuyo ángulo de giro deberá ser de aproximadamente 180° . Dado que se pretende variar la polarización a frecuencias del orden de 20KHz, la respuesta frecuencial del rotador, que viene limitada por la autoinductancia del conductor de cobre, deberá ser ecualizada.

4.3.1. Construcción.

El rotador que se ha construido (similar a los utilizados para el controlador de polarización) está formado por una estructura toroidal de PVC sobre la que se encuentran arrolladas un número de vueltas de fibra óptica y en el plano perpendicular al eje de la fibra un número de vueltas de cobre. El objetivo es conseguir que el rotador sea de bajas pérdidas por lo que se utilizará fibra de dispersión desplazada que presenta mayor tolerancia a la curvatura. En la figura 4.35 se muestra la forma que tiene la estructura de PVC así como sus dimensiones (en cm).

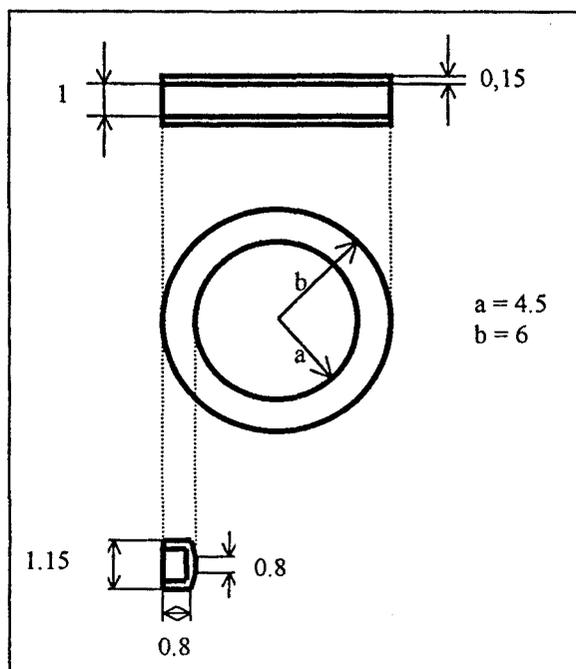


Figura 4.35. Estructura de PVC sobre la que se construye el rotador.

A lo largo de esta estructura se ha ido enrollando la fibra. Por cada 12 vueltas de fibra alrededor del núcleo se aplicaron 80 vueltas alrededor de su propio eje. Esta torsión se introduce para reducir el efecto de la birrefringencia lineal producida al enrollar la fibra a lo largo del núcleo toroidal. El efecto de reducir la birrefringencia lineal se alcanza introduciendo birrefringencia circular. La torsión que se introduce es equivalente a 20 vueltas/m.

La fibra utilizada es monomodo de dispersión desplazada, y dado que se trabajará con luz de tercera ventana ($\lambda=1550\text{nm}$), las pérdidas que introduce esta fibra son de 0.21dB/Km. El número total de vueltas que se han dado alrededor del aro de PVC es de 1068. La longitud exacta de fibra utilizada es de 395,2m. Las pérdidas de inserción resultan ser de 0.716dB incluyendo los conectores que se han dispuesto en ambos extremos.

Una vez enrollada la fibra el siguiente paso fue envolver el dispositivo espiras de cobre. Este paso se realizó en dos etapas. En la primera se dieron un total de 728 vueltas y en la segunda se añadieron más hasta llegar a 1050. El cobre utilizado tiene un diámetro de 0.6mm y la resistencia nominal para las 728 vueltas es de 2.4Ω. El estudio de la expresión de la resistencia del toroide se puede ver en [4.29]. Su expresión es la que sigue y si se aplican las dimensiones de la figura 4.35 y una resistividad de $\rho=1.7 \cdot 10^{-8} \text{ } (\Omega.\text{m})$ se obtiene una resistencia teórica de 3.32Ω.

$$R = \rho \frac{L}{A} = \rho \frac{L}{\pi r^2} = \frac{\rho(2h + 2(b - a)N_{cu})}{\pi r^3} = 3.32\Omega \tag{4.44}$$

En la práctica el resultado que se ha obtenido realizando medidas es de 2.88Ω.

Al aumentar el número de vueltas de cobre hasta 1050 los nuevos valores de la resistencia son

$$R_{teórica} = 4.797\Omega.$$

$$R_{medida} = 4.133\Omega.$$

En el anexo 2 se da un estudio detallado del campo creado por el toroide. Para el diseño del rotador lo que realmente interesa conocer es el campo magnético que atraviesa el toroide ya que conocido este campo se puede saber exactamente el giro que se va a producir. El campo magnético es

$$B = \frac{\mu_0 i N}{2\pi R} \tag{4.45}$$

donde N son las vueltas de cobre que rodean el núcleo, i es la corriente que atraviesa el cobre y R es el radio medio del toroide.

Al efecto de la resistencia que tiene este toroide por el hecho de enrollar el cobre y hacer pasar por él una corriente también hay que añadir un efecto inductivo. Su efecto y caracterización están también detallados en [4.29]. Esta inductancia será proporcional al número de vueltas de cobre que se tengan. A mayor número de vueltas mayor será la inductancia. Su expresión es la que sigue

$$L = \frac{\Psi}{i} = \frac{N\phi}{i} = \frac{\mu_0 N^2 h}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \tag{4.46}$$

Teniendo en cuenta (5.3) los valores de la inductancia para las vueltas que tiene el dispositivo son los siguientes.

$$L_{728} = 0.3279\text{mH}$$

$$L_{1050} = 0.6822\text{mH}$$

Una vez vistos el efecto resistivo e inductivo del toroide se puede analizar el toroide como una impedancia (Z) con parte resistiva y parte inductiva.

$$Z = R + j\omega L \tag{4.47}$$

siendo R y L las definidas en (5.1) y (5.3). Esta impedancia crecerá conforme aumente el número de vueltas de cobre. En la figura 4.36 se muestra la variación de la impedancia para las 728 y 1050 vueltas de cobre en función de la frecuencia.

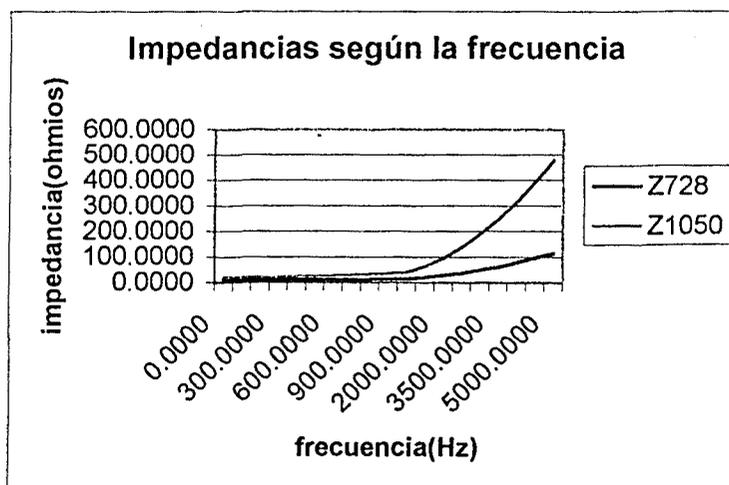


Figura 4.36. Variación de la impedancia con la frecuencia.

4.3.2. Caracterización.

Dado que las medidas en continua realizadas para el cálculo de la constante de Verdet en el apartado 4.2.2.1.1 son totalmente válidas para este dispositivo, en este apartado se estudiará ya de manera completa el funcionamiento del aleatorizador de polarización (scrambler). El esquema del montaje utilizado para las medidas se puede observar en la figura 4.37.

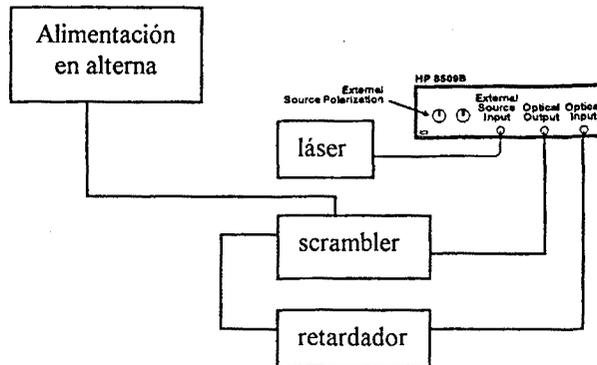


Figura 4.37. Montaje para las medidas en frecuencia del aleatorizador de polarización.

El amplificador de potencia utilizado (de audio) va a limitar el funcionamiento del scrambler en frecuencia, ya que tiene un ancho de banda de 22KHz. Se ha calculado [4.13] que el dispositivo rotador podría llegar hasta los 2 MHz.

Como ya se ha indicado el aleatorizador se puede representar como una impedancia de valor $Z = R + j\omega L$. El esquema circuital de esta parte en alterna se puede modelar como un circuito RL tal como se muestra en la figura 4.38.

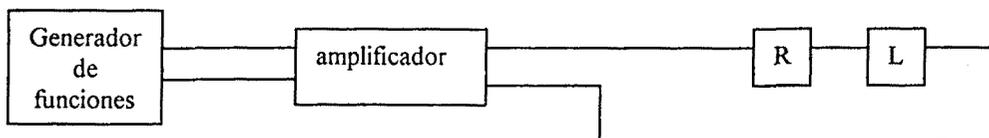


Figura 4.38. Esquema circuital eléctrico del scrambler.

Para poder caracterizar todo el sistema se ha calculado el ancho de banda del toroide que por supuesto está estrechamente relacionado con la gráfica de la figura 4.36. Este ancho de banda se calculó para las 728 y 1050 vueltas.

En la tabla 4.16 se realiza una comparativa entre los valores teóricos y los que se han obtenido realizando las medidas. Los resultados son muy similares aunque no exactos ya que es difícil conseguir en el proceso de fabricación una estructura toroidal perfecta.

N_{CU}	$BW_{PRÁCTICO}$	$BW_{TEÓRICO}$
728	1600	1601
1050	1020	1110

Tabla 4.16 Ancho de banda teórico y práctico para 728 y 1050 vueltas.

Hasta el momento el sistema se ha modelado como un circuito RL, pero esto limitaba la frecuencia de trabajo. Únicamente se podía trabajar hasta 1KHz aproximadamente. Para su posible utilización en aplicaciones donde fuera necesario trabajar a frecuencias más altas se pensó en la idea de añadir un condensador en serie. Para ello en el circuito de la figura 4.38 se añade un condensador en serie al toroide. Ahora la impedancia que se puede expresar como $Z=R+j(\omega L-1/\omega C)$.

Se han probado varios valores con el fin de ver hasta qué frecuencia se podía trabajar. Para determinar con exactitud la frecuencia de trabajo se han calculado de manera empírica la inductancia del toroide y se ha medido una $L=0.93mH$ para una resistencia $R=4.83\Omega$. Por consiguiente la frecuencia de resonancia a la cual se trabajará será la de un circuito RLC

$$f = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{4.48}$$

Los condensadores que se han utilizado son de 470,220,100,82,60nF y en consecuencia las frecuencias teóricas a las que se trabajará serán las que se ven en la tabla 4.17.

CAPACIDAD(nF)	FRECUENCIA(Hz)
470	8000
220	11000
100	16500
82	18200
68	20000

Tabla 4.17. Valores teóricos de la frecuencia de resonancia para diferentes capacidades.

El resultado (figura 5.8) demostró que este máximo de corriente iba disminuyendo al ir aumentando la frecuencia. Esto es debido a la propia respuesta en frecuencia del amplificador de potencia utilizado. En esta figura 5.8 se observa también el ancho de banda a las distintas frecuencias de resonancia.

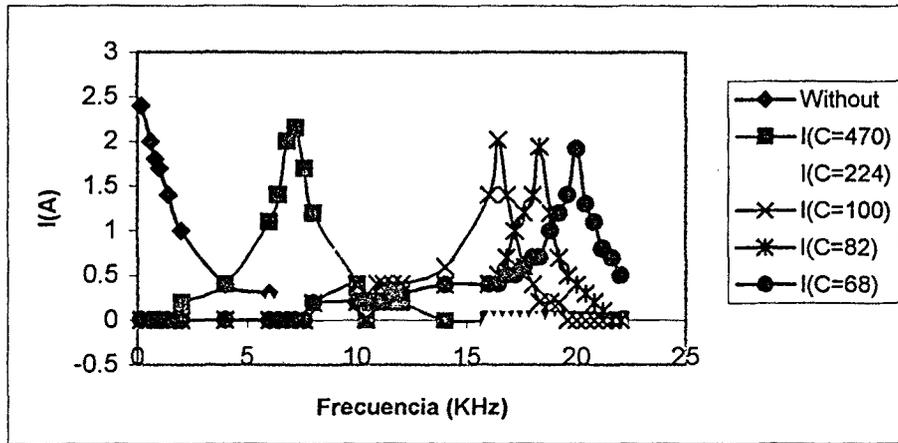


Figura 4.39. Comportamiento en frecuencia del toroide.

El siguiente paso tras caracterizar el comportamiento frecuencial del circuito era analizar cómo rotaba la polarización óptica el dispositivo. El montaje empleado para la medida puede verse en la figura 4.40, donde se ha utilizado un osciloscopio con entrada óptica para detectar la potencia tras el polarizador. La razón de no usar el medidor de polarización se encuentra en que su velocidad de muestreo no es suficiente. El giro aplicado podrá entenderse como una caída de potencia. Por ejemplo, si inicialmente se detecta un máximo, cuando el aleatorizador induzca una rotación de 90° se detectará potencia mínima.

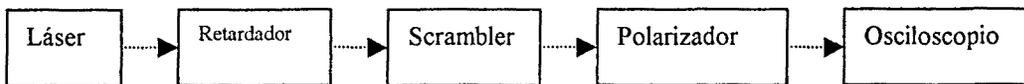


Figura 4.40. Montaje utilizado para las medidas de rotación en frecuencia.

En la gráfica que sigue se puede ver con más claridad lo que se ha explicado en el párrafo anterior.

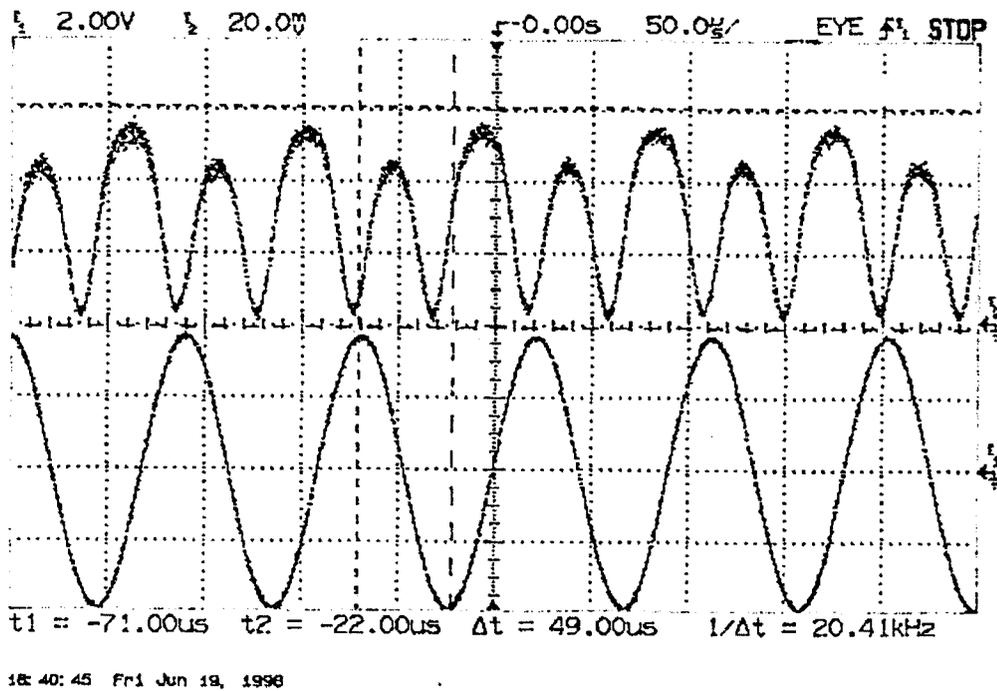


Figura 4.41. Medida del comportamiento del scrambler a 10 KHz de frecuencia.

Puede deducirse en esta gráfica que la corriente aplicada es de frecuencia 10KHz y que la rotación obtenida (traza superior) es de aproximadamente 180° (se observa un periodo completo por cada semiperiodo de corriente).

4.3.2.1. Medida del DOP aparente.

Dado que el medidor de polarización utilizado tiene un tiempo de respuesta lento, la señal forzada a fluctuar aparece para él despolarizada. Puesto que la polarización está cambiando mucho más rápido que el tiempo de muestreo, el medidor entiende que se trata de luz despolarizada. En la figura 4.42 se muestra este efecto sobre la pantalla del propio medidor de polarización. Puede verse que el grado de polarización es del 25% aun cuando en realidad se trata de luz cuasimonocromática.

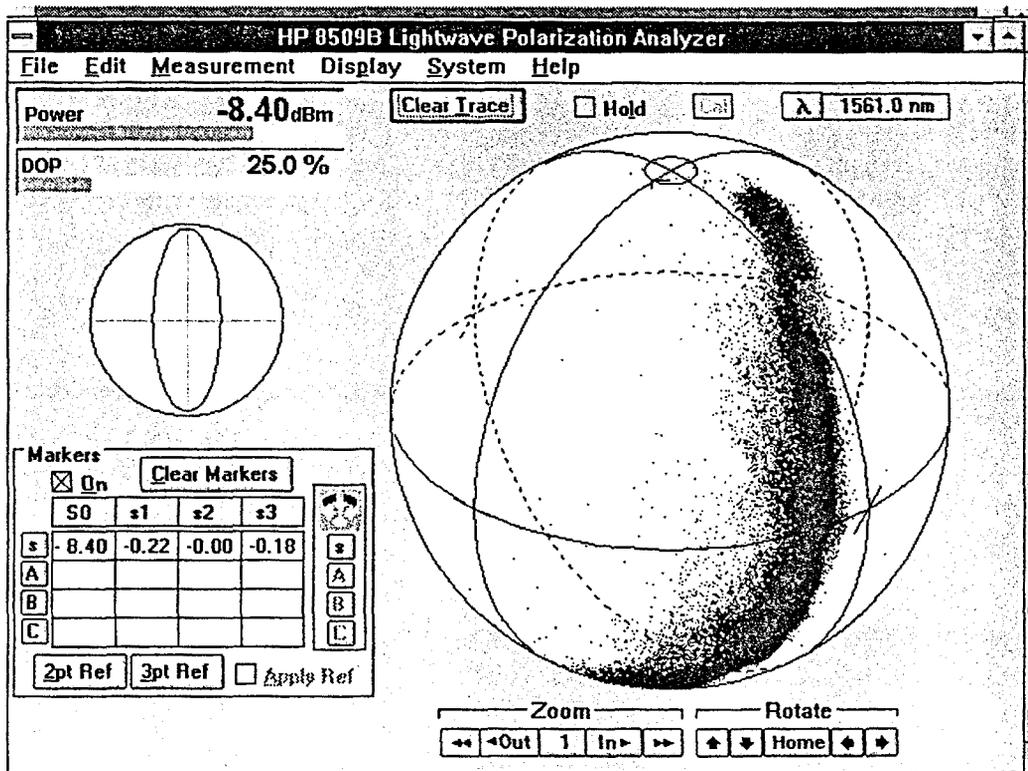


Figura 4.42. Efecto del aleatorizador de polarización en la pantalla del medidor de polarización. La frecuencia de trabajo es de 20 KHz.

4.3.3. Medidas en entornos reales.

Tras caracterizar el rotador el paso siguiente y definitivo fue probar si funcionaba correctamente para evitar los desvanecimientos por polarización en la recepción coherente. Para ello se llevaron a cabo dos pruebas. En la primera se emuló un receptor coherente y en la segunda se utilizó un interferómetro.

4.3.3.1. Recepción coherente con variaciones forzadas de la polarización.

Con el fin de simular el receptor coherente se utiliza un polarizador al final de la cadena óptica. Su efecto será similar a un batido de la señal de llegada con una señal lineal con la misma inclinación del polarizador. Mediante un variador automático de la polarización se consigue un efecto parecido al de la fluctuación del SOP que se produce en la rama de la señal recibida. Así, este variador puede forzar a la señal que incide en el polarizador a encontrarse ortogonal con el eje de transmisión del polarizador, con lo que la potencia detectada será nula. El montaje para esta prueba es el de la figura 4.43.

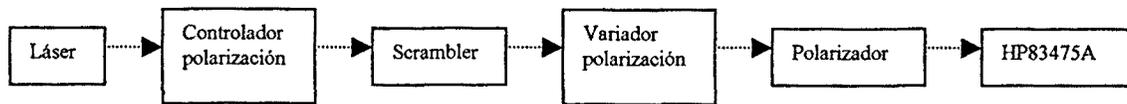


Figura 4.43 Esquema para comprobar el funcionamiento del scrambler en un receptor coherente.

Mediante el controlador manual de la polarización se consigue una entrada correcta en el scrambler. Al variar la polarización de la luz y tener el polarizador fijo se producen desvanecimientos cuando la polarización de entrada al polarizador no coincide con su eje. Al conectar el scrambler la polarización variará mucho más rápidamente, con lo que se observará una señal muy dispersa. En la figura 4.44 se muestran dos gráficas donde se observa el funcionamiento del sistema. Al conectar el aleatorizador, en el instante central de cada gráfica, deja de verse una tendencia continua con máximos y mínimos y aparece una nebulosa de puntos.

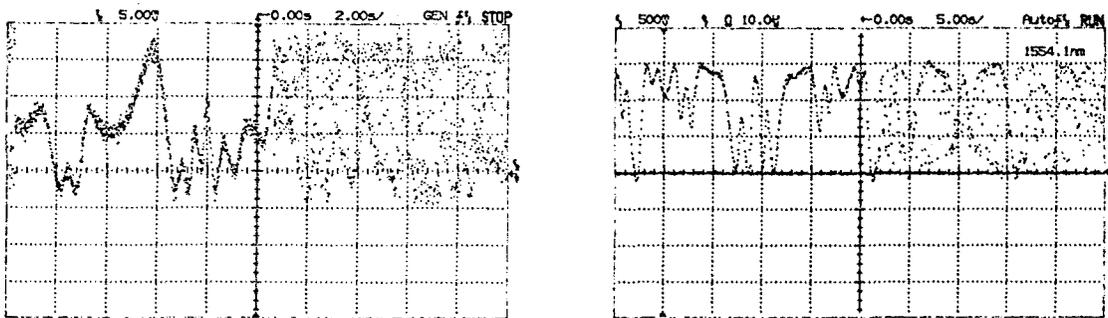


Figura 4.44. Sistema con el variador activado y con el scrambler inactivo (parte izquierda de cada gráfico) y activo (parte derecha).

En la figura 4.45 se observa la misma situación aunque en este caso la señal detectada ha sido filtrada paso bajo con una frecuencia de corte mucho mayor que las fluctuaciones forzadas por el variador automático (1 Hz), pero mucho menor que la frecuencia de trabajo del scrambler (20 KHz).

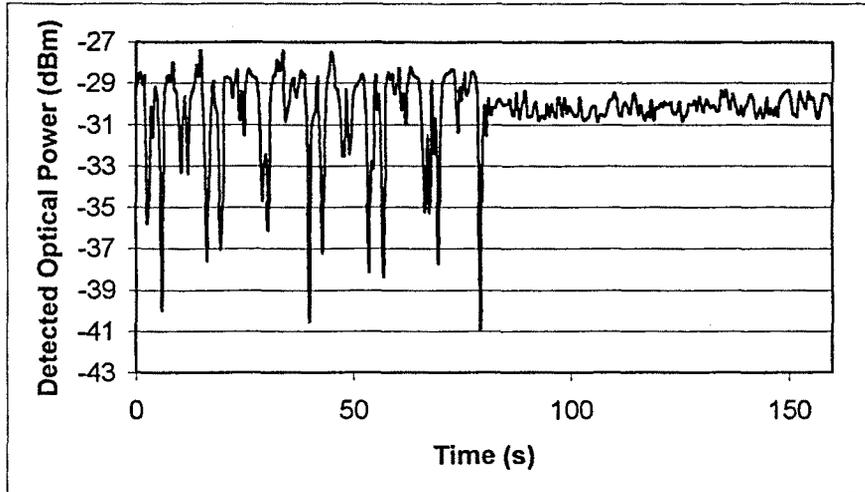


Figura 4.45. Potencia óptica detectada (filtrada paso bajo) a la salida del polarizador.

Pueden extraerse varias conclusiones de esta figura. En primer lugar, las fluctuaciones pasan de 13 dB (en la primera mitad de la gráfica) cuando el aleatorizador se encuentra desconectado, a menos de 2 dB cuando se conecta el dispositivo. Por otro lado, la potencia máxima detectada cae en aproximadamente 3 dB como debe ser puesto que se detectará la potencia media de cada ciclo del aleatorizador.

4.3.3.2. El aleatorizador en un interferómetro Mach-Zehnder.

La siguiente prueba que se realizó fue en un montaje interferométrico. Una situación parecida es la que se utiliza en un sistema de monitorización de portadoras en el que se ha integrado el trabajo realizado. El esquema de este sistema se muestra en la figura 4.46.

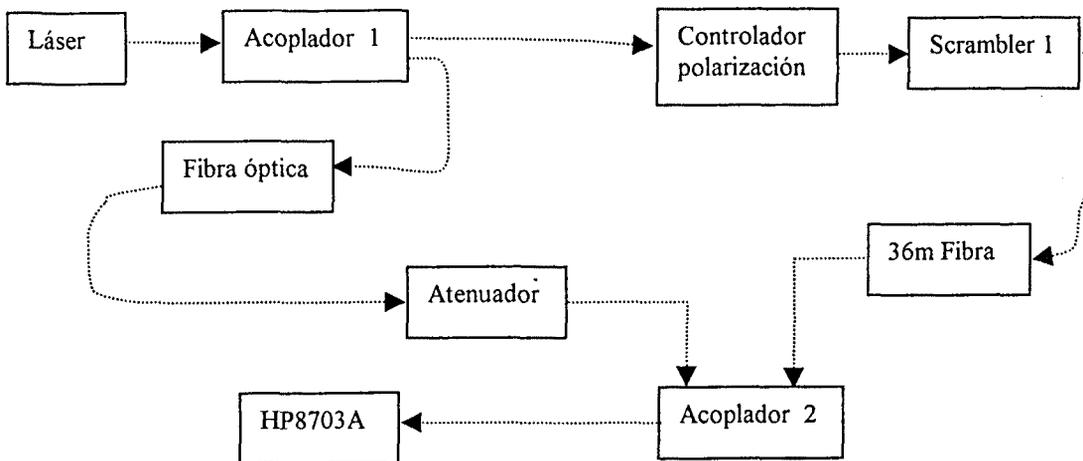


Figura 4.46. Esquema del montaje interferométrico con el scrambler.

El funcionamiento del esquema es el siguiente. El acoplador 1 reparte al 50% la potencia entre las dos ramas. En una de las ramas se encuentran un controlador manual de la polarización, el scrambler y 36m de fibra. El controlador de nuevo se utiliza para

conseguir una entrada adecuada al scrambler. Por último los 36m de fibra se ponen con el fin de igualar la longitud de los dos caminos. En la otra rama aparece el tramo de fibra necesario para ajustar las longitudes y un atenuador variable para el ajuste de potencias. El acoplador 2 suma las dos luces y su salida se detectará con el analizador de redes HP8703A. Se han realizado medidas con el scrambler activo e inactivo, y los resultados se observan en la figura 4.47.

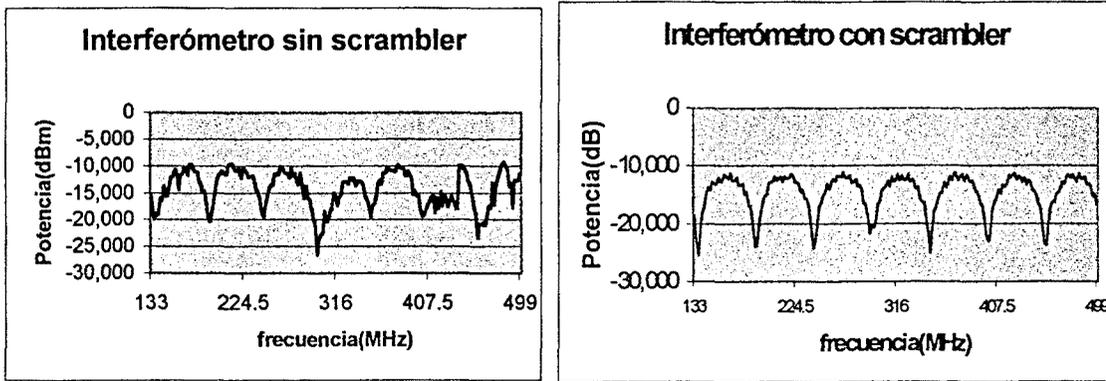


Figura 4.47. Funcionamiento del interferómetro con y sin scrambler.

El efecto que produce el scrambler es minimizar las inestabilidades en el sistema, debidas a las fluctuaciones aleatorias de la polarización por las grandes longitudes de fibra empleadas. Esta mayor estabilidad se observa en que al conectarlo la figura del interferómetro queda mucho más definida. Los ceros tienen todos un valor similar y los máximos quedan mucho más claros tal como muestra la figura.

Referencias.

- [4.1] J.Comellas *et al.*
"Diseño e implementación de un controlador de polarización basado en la rotación de Faraday"
URSI'94, Las Palmas de Gran Canaria, 1994.
- [4.2] J.Prat *et al.*
"Diversidad de polarización en la transmisión óptica coherente de un canal MTS-16 y control automático de longitud de onda"
URSI'94, Las Palmas de Gran Canaria, 1994.
- [4.3] J.Prat *et al.*
"Endless Faraday Polarization Controller for a Heterodyne Optical System "
CLEO'95, Baltimore, USA, 1995
- [4.4] J.Prat *et al.*
" Amplificador de lock-in para el control de la adaptación de la polarización óptica"
URSI'95, Valladolid, 1995
- [4.5] J.Prat, J.Comellas, G.Junyent
"Experimental demonstration of an all-fiber endless polarization controller based on Faraday rotation"
Photonics Technology Letters, vol.7, no.12, 1995.
- [4.6] J.Comellas et al..
"Diseño e implementación de un medidor de la polarización óptica basado en un dispositivo de cristales líquidos"
URSI'96, Madrid, 1996
- [4.7] J.Prat *et al.*
"Características de un equipo transmisor óptico multicanal a 2,5 GBit/s"
URSI'96, Madrid, 1996
- [4.8] J.Comellas *et al.*
" Caracterización de un retardador de fase variable basado en cristales líquidos"
URSI'97, Bilbao, 1997
- [4.9] J.Comellas et al.
"Algoritmo para el control de la polarización de la luz basado en la lógica difusa"
URSI'97, Bilbao, 1997
- [4.10] J.Prat *et al.*
"Minimum channel spacing in an OFDM CPFSK Optical Coherent System"
Optical and Quantum Electronics, Vol. 30 No. 3, 1998
- [4.11] J.Comellas et al
"Fuzzy Automatic Polarization Controller"
WFOPC'98, Pavia, Italia, 1998
- [4.12] J.Comellas et al
"Low Loss, Dispersion Shifted Fiber Polarization Scrambler based on Faraday Effect"
LEOS'98 Orlando, USA, 1998
- [4.13] J.Prat and J.Comellas
"Dispersion-Shifted Fiber Polarization Scrambler Based on Faraday Effect"
Photonics Technology Letters, vol.11, no.7, 1999.

- [4.14] R.Noé
"Endless Polarization Control in Coherent Optical Communications"
Electron. Lett., vol. 22, no. 25, 1986.
- [4.15] W.Aarts et al.
"New Endless polarization Method Using three Fiber Squeezers"
Journal of Lightwave Technology, vol. 7, no. 7, 1989.
- [4.16] N.G.Walker and G.R.Walker
"Endless Polarization Control Using four Fiber Squeezers"
Electron. Lett., vol. 23, no. 6, 1987.
- [4.17] H.Shimizu et al.
"Highly Practical Fiber Squeezer Polarization-Controller"
Journal of Lightwave Technology, vol.9, no. 10, 1991.
- [4.18] (Ver ref. [3.2]).
- [4.19] (Ver ref. [3.7]).
- [4.20] C.T.Lin and C.S.G.Lee
"Neural Fuzzy Systems:a Neuro-Fuzzy Sinergism to Intelligent Systems.
Prentice Hall, 1996
- [4.21] D.Driankov et al
"An Introduction to fuzzy control"
Springer-Verlag, 1993
- [4.22] PFC de J.M.Perdigués, dirigido por J.Comellas
Enginyeria La Salle, Univ. Ramón Llull
Barcelona, 1997
- [4.23] E.N.Bramley
"The Faraday effect"
Physics Department. The College of Wooster, Ohio, USA, 1996
- [4.24] Massachusetts Institute of Technology. Physics Department
"Junior Physics Laboratory: Experiment #8. The Faraday Effect"
MIT, 1997-1998.
- [4.25] A.M.Smith
"Polarization and magneto optic properties of single-mode optical fiber"
Applied Optics, Vol 17, No 1, pag52, 1978.
- [4.26] G.W.Day et alt
"Faraday rotation in coiled, monomode optical fibers:isolators, fibers and magnetic sensors"
Optics Letters, Vol 7, No 5 pag 238, 1982.
- [4.27] T.Findakly
"Single-mode fiber isolator in toroidal configuration"
Applied Optics, Vol 20, No 23, pag 3989, 1981.
- [4.28] J.L.Cruz, M.V.Andres, M.A.Hernandez
"Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant"
Applied Optics, Vol 35 , No 6, pag 922, 1996.
- [4.29] PFC de Raúl Ramos, dirigido por J.Comellas
"Variador de la polarització de la llum basat en l'efecte Faraday i aplicació a enllaços amb amplificació òptica"

- ETSETB, UPC, 1998
- [4.30] PFC de José Javier Iglesias, dirigido por J. Prat y J. Comellas
"Control basado en amplificadores de lock-in para adaptación de la polarización en un receptor óptico coherente"
ETSETB, UPC, 1996
- [4.31] PFC de, Jesús Pérez, dirigido por J. Prat y J. Comellas
"Diseño e implementación de un controlador de la polarización de la luz basado en el efecto Faraday para receptor óptico coherente"
ETSETB, UPC, 1994
- [4.32] PFC de Marc Martín, dirigido por J. Prat
"Control de polarización en sistema óptico coherente con microprocesador"
ETSETB, UPC, 1999
- [4.33] (Ver ref. [3.10])

5 Conclusiones y líneas futuras.

El objetivo fundamental de este trabajo era la aportación de soluciones a los problemas derivados de la polarización en las comunicaciones por fibra óptica de alta velocidad de transmisión. Aunque el enfoque inicial se orientó exclusivamente a los sistemas ópticos con detección coherente heterodina, se han hecho también algunas aportaciones en el área de la detección directa.

Los análisis teóricos efectuados dentro de este trabajo pueden ser considerados como una contribución al estudio de la propagación del SOP de la luz en las fibras ópticas, por lo cual su utilidad no se limita a la aplicación aquí desarrollada sino que podrían utilizarse en otros ámbitos como pudieran ser los sensores de fibra óptica o cualquier tipo de dispositivos realizados sobre fibra óptica.

Si bien las aportaciones principales son básicamente experimentales, no ha tenido menor peso en el trabajo el estudio de las diferentes herramientas teóricas, y el análisis de las distintas situaciones que luego se han llevado a la práctica. Cabría pues extraer de esta parte analítica un primer bloque de conclusiones, que se resumen a continuación.

Se ha presentado, de forma sistemática, una recopilación de las diversas teorías existentes para el tratamiento de la polarización de la luz y las relaciones entre ellas, y han sido aplicadas posteriormente a las distintas situaciones de interés. Así, se han obtenido los siguientes resultados puntuales, bien mediante simulaciones o con expresiones analíticas cerradas,

1. Valores reales aproximados de los parámetros relacionados con la polarización en fibras ópticas estándar que más tarde han podido ser corroborados de forma empírica.
2. Relación entre la torsión y la birrefringencia lineal. Se trata de un resultado importante por cuanto se ha encontrado una expresión cerrada de la máxima curvatura permitida en una fibra torsionada para que pueda despreciarse su birrefringencia lineal.
3. Simulaciones de la variación de la polarización en enlaces de fibra respecto a diversos parámetros como pueden ser la temperatura o la longitud de onda de la propia luz. Estudio y simulación de la dispersión debida a la polarización introducida por enlaces de fibra, pudiéndose corroborar algunos resultados aparecidos en la bibliografía.
4. Estudio de las diferentes alternativas posibles para salvar la limitación del margen de funcionamiento de los dispositivos empleados para el control de la polarización. Probablemente la aportación teórica más importante se enmarca aquí, habiéndose propuesto una serie de algoritmos novedosos.

Dentro del área práctica, se han realizado una serie de dispositivos que pueden clasificarse, desde el punto de vista físico en dos grupos:

- Rotadores de Faraday de fibra óptica, que se han utilizado tanto para el control de la polarización como para la despolarización de la luz. Se trata de la aportación principal del trabajo. Además de la construcción y caracterización de los dispositivos rotadores, que ya ha supuesto resultados importantes como la medida de la constante de Verdet en fibras ópticas y para la tercera ventana, los dispositivos han sido integrados en receptores reales pudiéndose así obtener medidas de parámetros básicos en las comunicaciones como la sensibilidad y la tasa de error.
- Retardadores de cristal líquido y de fibra óptica, que se han utilizado tanto para el control de la polarización como para provocar variaciones en el SOP de la luz. También en este caso las diversas soluciones han sido implantadas en entornos de medida reales.

Por otro lado, desde el punto de vista funcional pudiera hacerse una nueva clasificación de los diferentes dispositivos que se han analizado:

- Controladores de polarización. La mayor parte de este trabajo se ha centrado en este tipo de dispositivos. Su aplicación principal ha sido la adaptación de los SOPs en receptores coherentes heterodinos aunque sean transportables a otros ámbitos.
- Aleatorizadores de polarización. Se ha diseñado, construido y probado un aleatorizador de la polarización cuyas aplicaciones principales son la eliminación de la PDG en los sistemas con EDFAs, mitigar los desvanecimientos en la propia recepción coherente o evitar las fluctuaciones debidas a la polarización en medidas interferométricas.
- Retardadores. A lo largo del trabajo se han realizado, normalmente como dispositivos auxiliares, retardadores de fase mediante bucles de fibra. Ello ha llevado al dominio de la técnica para realizar este tipo de dispositivos así como para su caracterización.

Para todos los dispositivos presentados se exponen medidas de los parámetros principales de interés como puede ser la velocidad de adaptación o la capacidad de funcionar sin fin en los controladores de polarización o las pérdidas de inserción de todos los dispositivos. Asimismo se han analizado diferentes configuraciones para la mayoría de ellos.

A la finalización de este trabajo se intuyen una serie de líneas de trabajo futuras, algunas de las cuales han sido ya iniciadas. Como líneas de investigación que siguen al trabajo hecho cabe destacar:

- Aplicación del control de la polarización a la compensación de la PMD.
- Medida de las prestaciones del aleatorizador de polarización en sistemas de transmisión con amplificación óptica reales.
- Análisis del comportamiento de un EDFA con aleatorizador en el láser de bombeo.
- Implementación de los algoritmos propuestos en dispositivos de niobato de litio cuya respuesta es mucho más rápida.

