



Escola Politècnica Superior  
de Castelldefels

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

# TRABAJO DE FIN DE CARRERA

**TITULO DEL TFC:** Técnicas avanzadas de medida de dispersión cromática a frecuencias ópticas

**TITULACIÓN:** Ingeniería Técnica de Telecomunicaciones, especialidad Sistemas de Telecomunicaciones

**AUTORES:** Cristobal Manuel Romero Vidal  
Eduarne Garcia Villar

**DIRECTOR:** Maria C. Santos

**FECHA:** 26 de enero de 2009

**Título:** Técnicas avanzadas de medida de dispersión cromática a frecuencias ópticas

**Autores:** Cristobal Manuel Romero Vidal  
Edurne Garcia Villar

**Director:** María C. Santos

**Data:** 26 de enero de 2009

## **Resumen**

**La fibra óptica a pesar de tener buenas propiedades, también presenta limitaciones, una de estas limitaciones es la dispersión. La dispersión es un fenómeno que introduce un retardo diferente a cada una de las componentes espectrales que se transmiten por la fibra óptica.**

**Este proyecto esta basado en el estudio de este fenómeno y la medida del mismo a partir de métodos conocidos y propuestas de mejoras de estos. Se realiza un estudio matemático genérico del esquema básico de medida que tiene en cuenta todos los parámetros que pueden controlarse de forma externa, con el objetivo de identificar nuevos métodos de medida usando el mismo esquema experimental básico.**

**Además, se monta en el laboratorio y se automatiza uno de los procesos básicos para la realización de las medidas, la determinación de la función de transferencia del modulador Mach-Zehnder.**

**Title:** Advanced techniques of chromatic dispersion measurement at optical frequencies

**Authors:** Cristobal Manuel Romero Vidal

Eduarne Garcia Villar

**Director:** María C. Santos

**Date:** January, 26th 2009

### **Overview**

The fiber optic despite having good properties, also has limitations, one of these limitations is dispersion. The dispersion is a phenomenon, which introduces a different phase delay to each spectral components that are transmitted through the optical fiber.

This project is based on the study of this phenomenon and its measurements, from well-known methods and proposals for improvements. A generic mathematical study of the basic setup is made aiming at identifying new measurement methods over the same basic setup.

In addition a fundamental process in the dispersion measurements has been set up and automatized: the Mach-Zehnder modulators transfer function.

## **AGRADECIMIENTOS**

En primer lugar, queremos agradecer a nuestra directora Maria C. Santos, su gran ayuda en cuanto a conocimientos, organización y apoyo. Además de la confianza que ha depositado sobre nosotros, ya que nos ha facilitado todos los equipos que nos han sido necesarios para el desarrollo experimental del proyecto.

En segundo lugar, queremos dar las gracias a nuestros grandes colaboradores, Jose Antonio Ibarra, Aleix i Arnau, por todo el tiempo que nos han prestado, para introducirnos en temas de dispersión de la fibra, así como la ayuda en cuanto al desarrollo de los programas y manejo de equipos.

En tercer lugar, motivar a nuestros sucesores en el proyecto, Patricia Romero y Arnau Noguera que van a poder seguir nuestras líneas de futuro y nos ayudaran a entender detalles que nosotros no hemos podido perfilar por falta de tiempo.

Finalmente y no menos importante, queremos agradecer a nuestros padres y parejas, el apoyo moral que nos han dado en situaciones de nervios y estrés.

# ÍNDIX

<b>INTRODUCCIÓN .....</b>	<b>3</b>
<b>CAPITULO 1. MEDIDAS DE DISPERSIÓN.....</b>	<b>5</b>
1.1 Conceptos básicos de dispersión .....	5
1.2 Modulation Phase Shift Method, MPSM .....	9
1.2.1 Elección de fm y $\Delta\lambda$ .....	13
<b>CAPITULO 2. EQUIPOS DE MEDIDA PARA EL MPSM Y EXPERIMENTACIÓN .....</b>	<b>17</b>
2.1 Modulador .....	17
2.1.1 Función de Transferencia.....	18
2.1.1.1 <i>Función de Transferencia experimental</i> .....	22
2.1.2 Modos de funcionamiento del MZM .....	26
2.2 DUT .....	26
2.3 Detector .....	27
<b>CAPITULO 3. DESARROLLOS MATEMÁTICOS Y ESTUDIO DE OTROS MÉTODOS DE MEDIDA DE DISPERSIÓN .....</b>	<b>29</b>
3.1 Cálculo de la salida del Mach-Zehnder para modo genérico .....	29
3.2 Modo Push-Pull .....	35
3.2.1 Salida del MZM.....	35
3.2.2 Salida del DUT .....	36
3.2.3 Salida del detector.....	37
3.2.4 Expresiones para primer armónico .....	39
3.2.4.1 <i>Salida del MZM</i> .....	39
3.2.4.2 <i>Salida del DUT</i> .....	40
3.2.4.3 <i>Salida del detector</i> .....	40
3.3 Modo Asimétrico.....	41
3.3.1 Salida del mezclador Mach-Zehnder.....	42
3.3.2 Salida del DUT .....	43
3.3.3 Salida del detector.....	43
3.3.4 Expresiones para primer armónico .....	44
3.3.4.1 <i>Salida del MZM</i> .....	44
3.3.4.2 <i>Salida del DUT</i> .....	45
3.3.4.3 <i>Salida del detector</i> .....	45
<b>CAPITULO 4. ESTUDIO DEL MZSM .....</b>	<b>47</b>
4.1 Explicación teórica del método .....	47
4.1.1 Ejemplo de cálculo de la dispersión según MZSM con barrido de RF .....	51
4.2 Representación de los ceros utilizando las expresiones genéricas .....	54

<b>4.3 Cálculos experimentales del MZSM con expresiones genéricas:.....</b>	<b>58</b>
<b>4.4 Mejoras del MZSM .....</b>	<b>61</b>
4.4.1 Barrido RF y barrido óptico.....	61
4.4.2 Optimización en tiempo .....	62
 <b>CONCLUSIONES Y LINEAS DE FUTURO .....</b>	 <b>65</b>





## INTRODUCCIÓN

La fibra óptica es un medio de transmisión que permite enviar gran cantidad de datos, a altas velocidades y largas distancias. Sus extraordinarias propiedades, han permitido entre otros, el despliegue de Internet a nivel mundial y aún poseen potencial, para seguir mejorando las prestaciones de los enlaces y nuevas aplicaciones. Uno de los fenómenos, que más limitan estas prestaciones es la dispersión. La dispersión, provoca que a cada componente espectral de la señal a transmitir por la fibra, sufra un retardo o fase diferente, con lo que la señal recibida difiere de la señal transmitida. La dispersión puede compensarse mediante dispositivos, que introduzcan una dispersión contraria a la de la fibra. Entre estos, destacamos las *Fiber Bragg Gratings* (FBG) con que se trabajará en este TFC.

Resulta importante, pues, estudiar los métodos de medida de la dispersión, que se implementan actualmente, tanto para la fibra como para equipos de compensación. El método de medida estándar es el que se conoce con el nombre de *Modulation Phase Shift Method* (MPSM). Este método presenta ciertas limitaciones que se explicaran con detalle en este proyecto.

La idea de este proyecto, es hacer un análisis matemático genérico, que contemple todas las posibilidades que presenta el montaje experimental en que se basa en el MPSM, con el objetivo, de definir nuevos métodos de medida que superen las limitaciones.

Otro de los objetivos de este TFC, será la puesta en marcha de un banco de pruebas en el laboratorio, con los equipos necesarios para la implementación del montaje básico del MPSM. Este banco será útil, para ver la viabilidad de los nuevos métodos de medida de dispersión, que el análisis genérico permita identificar. Por otro lado, también se contempla el uso de software tipo *Matlab* para el análisis de las prestaciones de cada uno de los métodos, así como para realizar comparaciones y estudios, y también el uso de simuladores como *Virtual Photonics*, VPI.



## CAPITULO 1. Medidas de Dispersión

### 1.1 Conceptos básicos de dispersión

El campo eléctrico en la fibra puesto que es una señal paso banda centrada a la frecuencia portadora óptica,  $\omega_0$ , suele se expresa como:

$$E(t) = \text{Re}\left[X(t) \cdot e^{j\omega_0 t}\right] \quad (1.1)$$

donde  $X(t)$  es el equivalente paso bajo o envolvente y es una señal lenta frente a  $e^{j\omega_0 t}$ .

Cuando se propaga una señal, por una fibra monomodo, las envolventes de la señal emitida y recibida, considerando relevante únicamente el fenómeno de la dispersión cromática en la fibra, se relacionan mediante la siguiente expresión:

$$X_{out}(\omega) = X_{in}(\omega) \cdot e^{-j\beta(\omega)z} \quad (1.2)$$

donde:

$X_{in}(\omega) \rightarrow$  es la Transformada de Fourier de la señal transmitida.

$X_{out}(\omega) \rightarrow$  es la Transformada de Fourier de la señal recibida.

$\beta(\omega) \rightarrow$  es la constante de fase del modo de propagación fundamental.

$z \rightarrow$  es la longitud de la fibra recorrida

Para modelar el fenómeno de dispersión cromática, en la fibra monomodo se considera una dependencia arbitraria de  $\beta$  con la frecuencia. Otros fenómenos como las pérdidas, las no-linealidades, etc. se consideran despreciables en los casos que en este proyecto se van a estudiar.

La dispersión cromática puede originarse por diferentes causas:

Dispersión del material: es provocada por la dependencia del índice de refracción del material de la fibra respecto la frecuencia.

Dispersión de la guía de onda: debida a la variación de las condiciones de guiado de la onda, respecto a la frecuencia.

Estos dos fenómenos están implícitos en el parámetro  $\beta$  que depende de la frecuencia.

En el caso ideal, la dependencia de la constante de fase con la frecuencia es lineal, por lo tanto, todas las componentes espectrales experimentan el mismo

retardo. Esto hace que en recepción se obtenga la misma señal, que en transmisión, pero retardada respecto esta y sin distorsión.

Sin embargo, en un canal dispersivo la constante de fase no tiene una dependencia lineal con la frecuencia. Las componentes frecuenciales sufren diferentes retardos y consecuentemente la señal temporal recibida difiere de la señal transmitida.

En fibras multimodo existe otro tipo de dispersión que recibe el nombre de dispersión intermodal. Este fenómeno es debido a que la constante de fase tiene diferente valor para cada uno de los modos en que se propagan las señales. Análogamente diferentes componentes de la señal en propagación, sufren diferentes retardos, dando lugar igualmente a distorsión en recepción. El tratamiento y los conceptos involucrados, son diferentes en el caso que se va a tratar en este proyecto, en que sólo se considerará fibra monomodo y dispersión cromática.

La constante de propagación de un pulso centrado a la frecuencia  $\omega_0$ , que se propaga por un canal dispersivo, se puede aproximar mediante el desarrollo en serie de Taylor, si se asume que la constante de fase varía muy lentamente en el ancho de banda frecuencial de la señal. La expresión resultante es:

$$\begin{aligned}\beta(\omega) &\approx \beta(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{\partial \beta}{\partial \omega} + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} + \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6} \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} = \\ &= \beta_0 + \Delta\omega \beta_1 + \frac{\Delta\omega^2}{2} \beta_2 + \frac{\Delta\omega^3}{6} \beta_3\end{aligned}\tag{1.3}$$

Si se considera que  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$ , el término de orden tres se puede despreciar, con lo cual la expresión que queda finalmente es:

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \Delta\omega \beta_1 + \frac{\Delta\omega^2}{2} \beta_2\tag{1.4}$$

En esta expresión 1.4, se pueden distinguir tres parámetros, que vienen dados por cada uno de los términos de este desarrollo:

1. Coeficiente  $\beta_0$  esta relacionado con el concepto de **velocidad de fase**, *phase velocity*, ( $v_{ph}$ ):

$$\beta_0 = \frac{\omega_0}{v_{ph}}\tag{1.5}$$

La velocidad de fase se define como la velocidad a la que se propaga la señal portadora. Carece de sentido físico porque la transmisión de una única frecuencia (delta frecuencial) sería una señal infinita en tiempo.

2. Coeficiente  $\beta_1$  esta relacionado con el concepto de **velocidad de grupo** del pulso, *group velocity*, ( $v_g$ ):

$$\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} = \tau_g \quad (1.6)$$

La velocidad de grupo es el ritmo con el que varía la envolvente de la onda mientras se propaga, con lo cual da información sobre el verdadero retraso de la información que viaja sobre la portadora, conocido como el retardo de grupo, *group delay*,  $\tau_g$ . También se puede ver como la velocidad con que se transmite la energía asociada a la onda. Se corresponde pues con la propagación de una entidad física y por tanto nunca podrá ser mayor que la velocidad de la luz en el vacío.

Cuando una señal viaja a través de un medio ideal la velocidad de grupo y la velocidad de fase tienen el mismo valor. Esto no ocurre cuando una señal viaja por un medio dispersivo debido a que la velocidad de fase varía en función de la frecuencia.

3. Coeficiente  $\beta_2$  esta relacionado con el concepto de **dispersión del retardo de grupo**, *group delay dispersion* (GDD) del pulso:

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = \frac{\partial \tau_g}{\partial \omega} \quad (1.7)$$

En la práctica, la dispersión cromática se caracteriza mediante el parámetro D, que da la variación del retardo de grupo respecto la longitud de onda.

Si se hace la representación gráfica (figura 1.1) de varios valores de retardo de grupo para cada longitud de onda se puede determinar el parámetro D ya que este es la pendiente de la recta resultante.

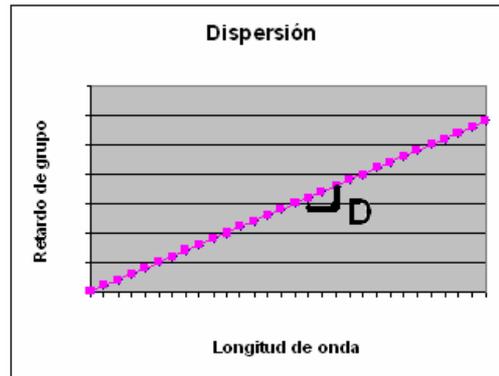


Fig.1.1- Representación de la dispersión

Y matemáticamente es:

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda} = \frac{d\omega}{d\lambda} \beta_2 \quad (1.8)$$

Sabiendo que:

$$d\omega = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot d\lambda \quad (1.9)$$

Se puede expresar también el parámetro de dispersión como:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.10)$$

Este parámetro, en la fibra, puesto que la dispersión es proporcional a la distancia de fibra recorrida se mide en picosegundos por nanómetro y por kilómetro (ps/nm·km), mientras que, en dispositivos dispersivos compactos como las FBG (*Fiber Bragg Gratings*), la dispersión que introducen se da simplemente como un valor concentrado directamente en ps/nm.

Igualmente, mientras que en fibras suelen manejarse los conceptos referidos a  $\beta$ , en el caso de dispositivos de dispersión concentrada como las FBG se usa la fase óptica total,  $\Phi$ . La analogía entre ambos casos consiste en hacer  $\Phi = -\beta \cdot z$  para ondas propagándose en dirección de las  $z$  positivas.

## 1.2 Modulation Phase Shift Method, MPSM

El MPSM es un método de medida de la dispersión cromática. Está basado en la medida del retardo de grupo impuesto por el dispositivo a medir (DUT- *Device Under Test*) a medida que varía la longitud de onda (se obtendría una gráfica como la figura 1.1). Ref. [1], [2]. Según la definición (1.8), el parámetro de dispersión  $D$  sería la pendiente de esta función.

El retardo de grupo se obtiene de la medición del cambio de fase que sufre la señal envolvente, que consiste en una señal de radiofrecuencia, desde que es modulada sobre la portadora óptica hasta que se detecta a la salida del DUT. El montaje experimental típico sería el de la figura (1.2) que comprende: un láser (1) sintonizable, que proporciona la portadora óptica, a la cual interesa medir el retardo, un dispositivo (2) que modula la señal del láser con una señal de radiofrecuencia en doble banda lateral (añade la envolvente cuyo retardo de grupo se medirá), un detector (4) que convierte la señal óptica detectada a las salidas del DUT en señal eléctrica (recupera la envolvente retardada) y un dispositivo capaz de determinar el cambio de fase o retardo de la envolvente en su trayecto a través del DUT.

Por supuesto, a fin de eliminar de la medida, los retardos ajenos al DUT, debe medirse el cambio de fase o retardo que sufre la envolvente a través del sistema en ausencia de DUT y restar este retardo del obtenido cuando se inserta el DUT.

La señal a la salida del DUT (3) a nivel espectral sigue la forma que se muestra en la tabla 1.1. Respecto a la señal a la entrada al DUT, el resultado es que se añade un desfase óptico a las deltas que representan las bandas laterales, respecto la delta de la portadora.

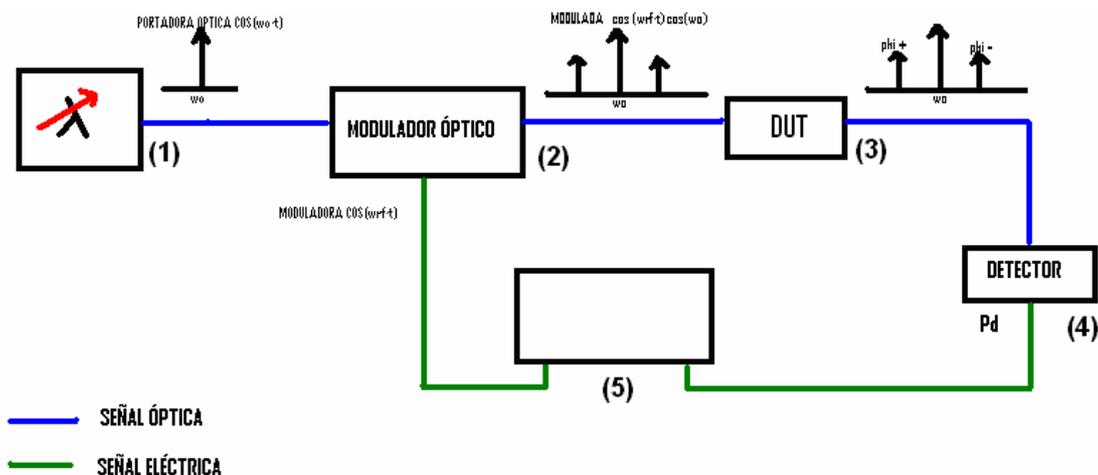


Fig. 1.2- Esquema de montaje para MPSM

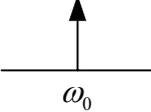
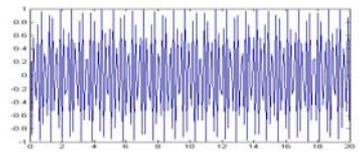
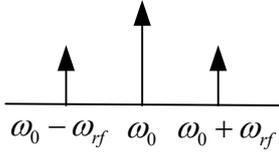
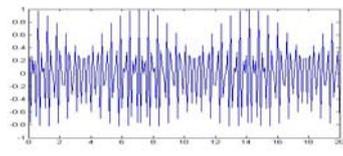
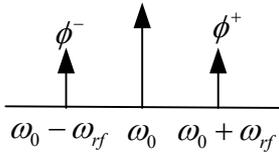
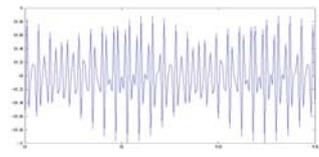
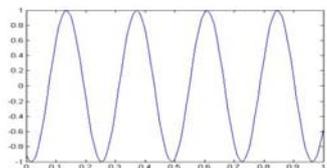
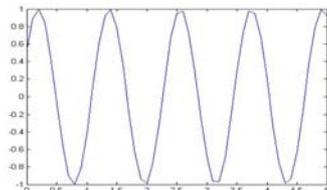
Dispositivo	Espectro en frecuencia a la salida	Señal en tiempo a la salida
Láser (1)		
Modulador óptico (2)		
DUT (3)		
Detector (4)		
Analizador redes (5)		

Tabla 1.1-Representación de entradas y salidas de los dispositivos del montaje MPSM

En el dispositivo (5) de la figura 1.2, que suele ser un analizador de redes, se determina la diferencia de fase (retardo) entre la señal moduladora que se ha introducido en el modulador óptico, y la señal que se obtiene del detector. Este retardo de la envolvente será según la definición, el retardo de grupo para la frecuencia portadora que esté emitiendo el láser.

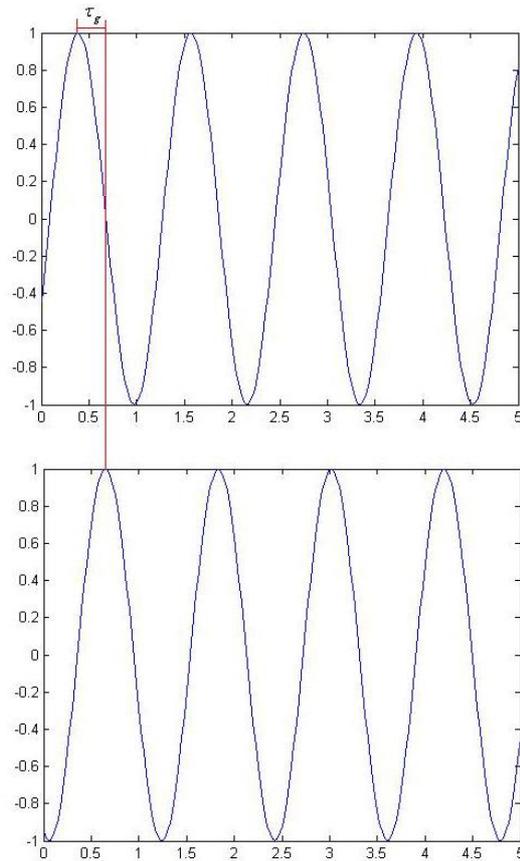


Fig. 1.3- Cálculo del retardo de grupo

Matemáticamente, la fase eléctrica que mide en el analizador de redes,  $\Delta\Psi$ , en términos de las fases ópticas,  $\phi$ , introducidas por el DUT, a cada una de las bandas, superior,  $\phi^+$ , e inferior,  $\phi^-$ , es:

$$\Delta\Psi = \frac{\phi^+ - \phi^-}{2} = \frac{\phi(\omega_0 + \Delta\omega) - \phi(\omega_0 - \Delta\omega)}{2} \quad (1.11)$$

Y el retardo de grupo será por definición:

$$\tau_g = -\frac{\delta\phi}{\delta\omega} \approx -\frac{\phi(\omega_0 + \Delta\omega) - \phi(\omega_0 - \Delta\omega)}{2\Delta\omega} \quad (1.12)$$

Comparando con la definición (1.6), nótese el signo que proviene de considerar propagación según las z positivas para beta.

Esta aproximación será tanto mejor cuanto menor sea el incremento de frecuencia moduladora, esta cuestión se profundiza más en el apartado 1.2.1

Otro concepto en términos de fase interesante a determinar es el parámetro suma de fases ópticas:

$$\sum \phi = \phi^+ + \phi^- = \phi(\omega_0 + \Delta\omega) + \phi(\omega_0 - \Delta\omega) \quad (1.13)$$

Las fases ópticas en desarrollo en serie de Taylor son:

$$\begin{aligned} \phi^+ &= \phi(\omega_0 + \Delta\omega) \approx \phi(\omega_0) + \left. \frac{\delta\phi}{\delta\omega} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega + \frac{1}{2} \left. \frac{\delta^2\phi}{\delta\omega^2} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega^2 \\ \phi^- &= \phi(\omega_0 - \Delta\omega) \approx \phi(\omega_0) - \left. \frac{\delta\phi}{\delta\omega} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega + \frac{1}{2} \left. \frac{\delta^2\phi}{\delta\omega^2} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega^2 \end{aligned} \quad (1.14)$$

a partir de estas se obtiene que:

$$\sum \phi = 2\phi(\omega_0) + \left. \frac{\delta^2\phi}{\delta\omega^2} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega^2 \approx -\beta_2 \cdot \Delta\omega^2 \quad (1.15)$$

El término  $2\phi(\omega_0)$  se elimina porque se utiliza equivalente paso bajo y se considera que la fase o el retardo es cero a la frecuencia portadora. Si se recurre a la ecuación 1.10, se determina que  $\beta_2 = -\frac{\lambda^2 \cdot D}{2\pi \cdot c}$ . Finalmente se obtiene que el sumatorio de fases ópticas es:

$$\sum \phi = \frac{\lambda^2 \cdot D \cdot 2\pi \cdot f_m^2}{c} \quad (1.16)$$

A fin de determinar el parámetro de dispersión cromática es necesario hacer un barrido mediante la fuente sintonizable (láser), en todo el ancho de banda que se quiera analizar. Así se obtiene la gráfica como la de la figura 1.1 del retardo de grupo en función de la longitud de onda cuya pendiente es el parámetro de dispersión D, que matemáticamente es:

$$D = \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} \approx \frac{\Delta \tau_g}{\Delta \lambda} = \frac{\tau_g(\lambda_{0_2}) - \tau_g(\lambda_{0_1})}{\lambda_{0_2} - \lambda_{0_1}} \quad (1.17)$$

Se pueden expresar, combinando algunas de las expresiones, los cambios de fase eléctrica para una longitud de onda, como el producto del parámetro de

dispersión, la frecuencia de modulación ( $fm$ ) y el incremento de longitud de onda  $\Delta\lambda$  entre saltos del láser sintonizable

$$\Delta\psi = 360 \cdot D \cdot fm \cdot \Delta\lambda \quad (1.18)$$

La dispersión medida es:

$$D = \frac{\Delta\psi_{medida}}{360 \cdot fm \cdot \Delta\lambda} \quad (1.19)$$

donde la fase medida, siguiendo las expresiones anteriores viene dada por:

$$\Delta\psi_{medida} = \Delta\psi(\lambda_{0_1}) - \Delta\psi(\lambda_{0_2}) \quad (1.20)$$

así pues la dispersión se puede expresar como:

$$D = \frac{\Delta\psi(\lambda_{0_1}) - \Delta\psi(\lambda_{0_2})}{360 \cdot fm \cdot \Delta\lambda} \quad (1.21)$$

### 1.2.1 Elección de $fm$ y $\Delta\lambda$

Es interesante tener en cuenta los valores que va poder tomar  $fm$  y con que resolución se van a poder realizar los saltos de longitud de onda. Para poder ver que limitaciones presenta el MPSM.

Existe un compromiso entre los valores de  $fm$  y  $\Delta\lambda$ . Por un lado, para poder hacer las aproximaciones de las derivadas, explicadas en las definiciones, mediante incrementos, es necesario que los valores de  $fm$  y  $\Delta\lambda$  sean pequeños. Pero por otro lado, estos valores no pueden ser muy pequeños ya que el efecto del ruido sobre la medida aumentará. Este ruido se puede expresar como  $\Delta\psi_{noise}$  en la ecuación siguiente:

$$D = \frac{\Delta\psi_{medida}}{360 \cdot fm \cdot \Delta\lambda} \pm \frac{\Delta\psi_{noise}}{360 \cdot fm \cdot \Delta\lambda} \quad (1.22)$$

Por ejemplo, si se quiere medir un rizado del retardo de grupo que tiene un periodo de 0.1 nm, para poder determinar el rizado es necesario que  $\Delta\lambda$  sea más pequeño que 0.05nm e idealmente tan pequeño como 0.01nm. Pero bajar tanto  $\Delta\lambda$  provoca que el efecto del ruido sobre la medida aumente y por tanto habrá un límite en la mínima amplitud del rizado que podrá medirse.

Además existen limitaciones en cuanto al salto mínimo que pueden realizar con precisión los láseres sintonizables que en el mejor de los casos, con un equipo caro, sofisticado y muy sensible, puede estar en décimas de picómetro pero que más típicamente, en los equipos de medida usuales, se encuentra en el margen de las decenas de picómetro.

La resolución en términos de  $\Delta\lambda$  también afecta a la fm como se puede observar en la 1.4, donde se mide el rizado del retardo de grupo para tres fm diferentes. Para tener una buena resolución para la medida del rizado del retardo de grupo la fm debe ser lo suficientemente baja para que las bandas laterales de la modulación se ajusten en parejas al rizado, una hacia arriba y otra hacia abajo como se muestra en la figura 1.5.

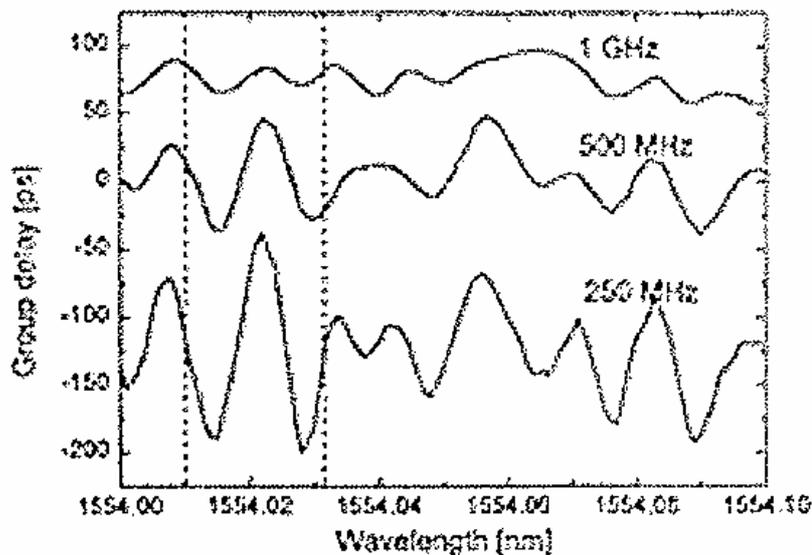


Fig. 1.4-Medida del retardo de grupo para tres fm

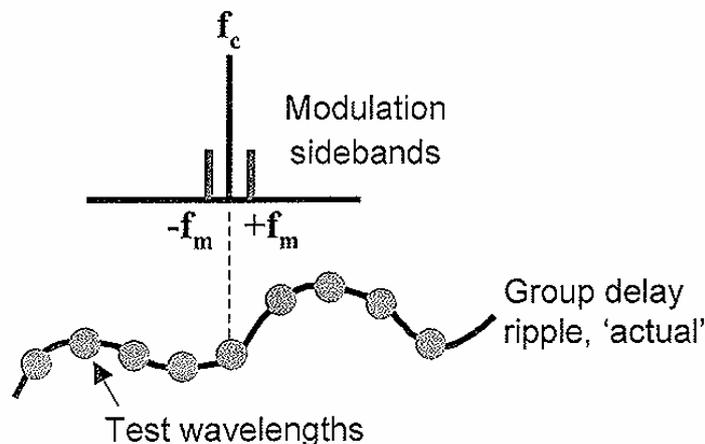


Fig. 1.5-Representación de las bandas laterales

En cuanto a los valores máximos de  $f_m$  y  $\Delta\lambda$  que se pueden utilizar evitando redundancias, hay que tener en cuenta los cambios de fase producidos para un salto de longitud de onda ya que estos deben caer dentro del rango de *alias-free* del detector de fase de RF.

Las ecuaciones que lo tienen en cuenta son:

$$\Delta\Psi_{medida} = 360 \cdot D \cdot f_m \cdot \Delta\lambda < \pm 180 \quad (1.23)$$

Se supone que los detectores de fase que se van a usar tienen un rango de  $\pm 180$  grados. Después de introducir un  $\Delta\lambda$  el detector de fase se pone a 0 e introduce de nuevo  $\pm 180$  grados para la siguiente media. Si el siguiente  $\Delta\lambda$  produce un cambio de fase mayor a  $\pm 180$  grados respecto al anterior, el detector de fase pierde el historial del cambio de fase actual y mide una fase incorrecta. Por ejemplo, si el cambio de fase es de 185 grados positivos el detector lo interpreta como 175 grados negativos. Eso es lo que se conoce como error de *aliasing*. Esto demuestra que este método no puede medir diferencias de retardo de grupo, entre dos longitudes de onda, en el barrido óptico, que supongan medir una diferencia de fase fuera del margen  $\pm 180$  grados. Es decir, que el máximo valor de dispersión que podrá medirse usando este método dependerá de  $f_m$  y  $\Delta\lambda$  según la siguiente expresión:

$$D_{m\acute{a}x} \leq \frac{1}{2 \cdot f_m \cdot \Delta\lambda} \quad (1.24)$$

La conclusión después de hacer estos estudios es que en muchos casos este método puede dar problemas, y se tendrá que recurrir a otros métodos para poder medir la dispersión con mayor exactitud.



## CAPITULO 2. Equipos de medida para el MPSM y experimentación

Este capítulo está dedicado a analizar el comportamiento de los equipos que intervienen en el montaje básico del MPSM. Se analiza el comportamiento del modulador (*Mach-Zehnder*), como afecta el elemento dispersivo (por ejemplo la fibra) a la señal modulada y qué señal detectada se obtiene. El instrumento que más se estudia es el *Mach-Zehnder* (MZM) ya que es el que presenta más dificultad en su configuración para realizar medidas.

El montaje básico experimental es el siguiente (Figura 2.1):

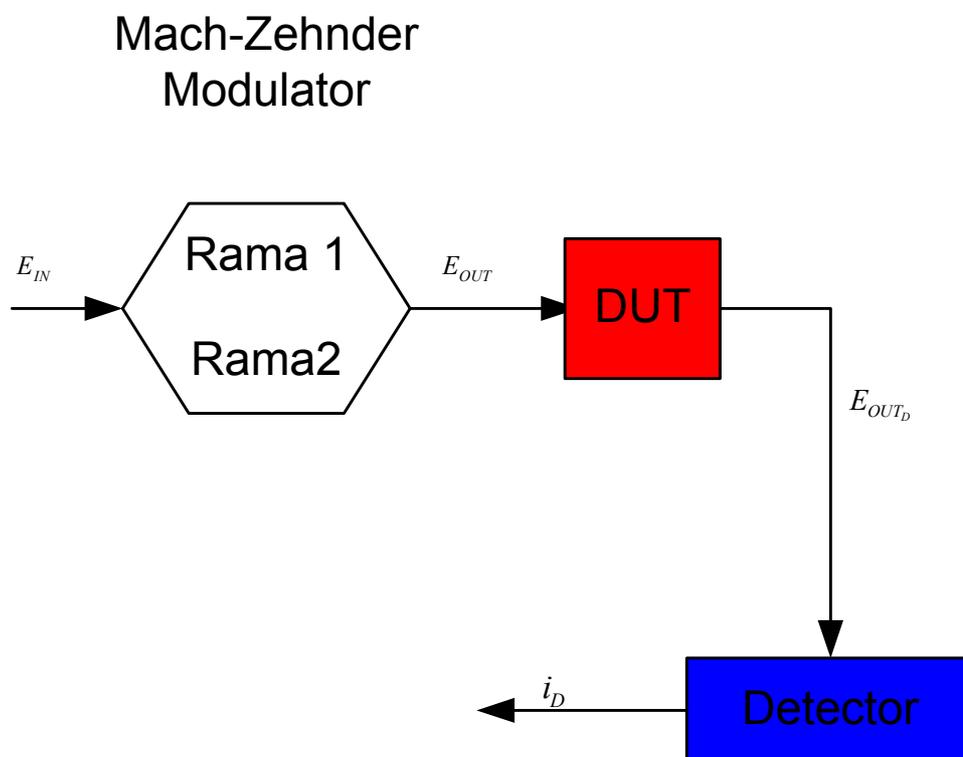


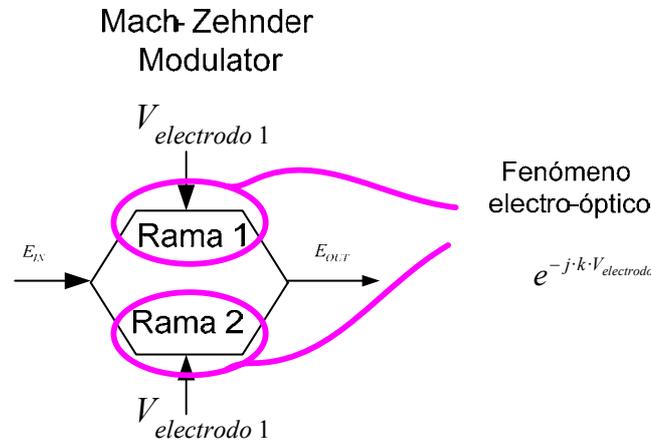
Fig.2.1- Esquema de circuito para el análisis matemático

### 2.1 Modulador

En el método de medida de la dispersión MPSM, el modulador es el dispositivo mediante el cual se modula la señal y se consigue que la envolvente de la señal óptica sea la señal eléctrica.

Lo usual es que este modulador se base en un fenómeno electro-óptico por el cual la fase de la señal óptica depende de la señal eléctrica, es decir, el índice de refracción óptico se modifica en proporción a la señal eléctrica.

Una modulación de fase puede convertirse en una modulación de amplitud mediante una configuración interferométrica que en los moduladores utilizados en comunicaciones ópticas usualmente es del tipo *Mach-Zehnder* (MZM), como el de la figura 2.2. Los moduladores de tipo MZM se componen de dos guías ópticas o ramas.



La constante  $k$  depende de la magnitud del efecto electro-óptico del cristal de la guía.

Existen diferentes tipos de moduladores MZM, dependiendo de la cantidad de accesos que tengan. En los *dual drive* se puede acceder de forma independiente a cada una de las ramas mientras que en los *single drive* únicamente hay un acceso que normalmente se aplica a cada uno de los electrodos con distinto signo, este tipo de configuración se conoce con el nombre de *push-pull*.

### 2.1.1 Función de Transferencia

La función de transferencia es la representación gráfica de la salida del modulador respecto a la entrada en términos eléctricos. Es decir, la potencia de salida del detector electro-óptico, que es proporcional a la corriente detectada, respecto a la entrada al modulador, llamada  $V_{\text{electrodo}}$ .

Idealmente, el campo eléctrico asociado a la onda óptica, de salida del modulador, en función del campo eléctrico de la onda óptica a la entrada a nivel de equivalentes paso-bajo es:

$$E_{out} = \frac{E_{in}}{2} \left[ e^{-j\theta_1} + e^{-j\theta_2} \right] \quad (2.1)$$

$$\text{Donde } \theta_1 = \frac{V_{\text{electrodo}_1}}{V_{\text{sensibilidad}_1}} \pi \text{ y } \theta_2 = \frac{V_{\text{electrodo}_2}}{V_{\text{sensibilidad}_2}} \pi .$$

Esta salida una vez ha pasado por el detector electro-óptico, donde en términos matemáticos lo que se hace es el módulo al cuadrado de la señal, se expresa como:

$$i_D = \cos^2\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)$$

(2.2)

La sensibilidad de los electrodos se puede definir como el voltaje que necesita cada electrodo para producir un cambio de fase de  $\pi$  en la señal óptica.

La representación grafica es la siguiente:

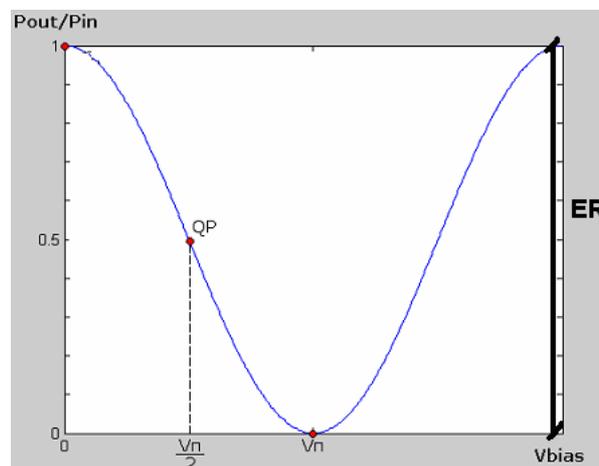


Fig. 2.3- Función de transferencia ideal

Existen dos parámetros importantes que se ven reflejados en la función de transferencia:

- voltaje de media onda,  $V_{\pi}$ : que se corresponde con la diferencia de voltaje entre un máximo y un mínimo de la amplitud de la señal modulada.
- *extinction ratio*, ER: se define como la relación entre la potencia máxima y mínima de la función de transferencia, como se puede ver en la figura 2.3.

Idealmente la señal que entra al modulador se divide exactamente en dos. Es decir por cada rama se va exactamente la misma cantidad de señal. Por tanto el *extinction ratio* es infinito.

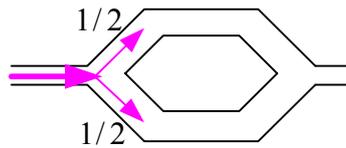


Fig. 2.4- Separación de señal ideal en un MZM

En un caso real la señal a la entrada no se divide perfectamente entre las dos ramas del modulador, figura 2.5,

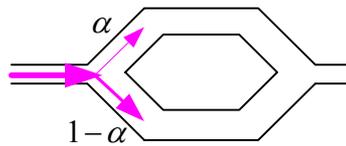


Fig. 2.5- Separación de señal real en un MZM

matemáticamente se expresa como:

$$E_{out} = E_{in} \left[ \alpha \cdot e^{-j\theta_1} + (1-\alpha) e^{-j\theta_2} \right] \Leftrightarrow E_{in} \left[ \alpha + (1-\alpha) e^{-j\theta_e} \right] \quad (2.3)$$

donde  $\theta_e$  es la diferencia de fases entre los dos electrodos y  $\alpha$  es lo que se conoce como factor de acoplamiento

Si la señal de la expresión 2.3 pasa por el detector, es decir, se hace el módulo al cuadrado, se obtiene:

$$i_D = (1-\alpha)^2 + \alpha^2 + 2\alpha(1-\alpha) \cdot \cos \theta_e \quad (2.4)$$

con esta expresión se pueden buscar los valores máximos y mínimos que tomará la función de transferencia en un caso real.

- Cuando la función sea máxima, el  $\cos \theta_e$  será 1 por tanto el valor máximo será 1.
- Cuando la función sea mínima, el  $\cos \theta_e$  será -1 por tanto el valor mínimo será  $(1-2\alpha)^2$ .

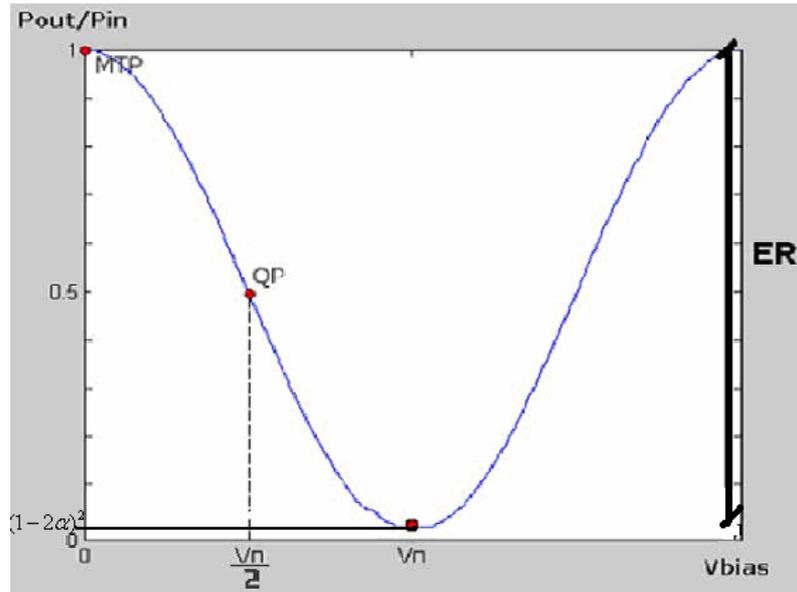


Fig. 2.6-Función de transferencia de un modulador Mach-Zehnder

La función de transferencia en un caso real, nunca llega a ser cero como se puede observar en la figura 2.6. Este fenómeno significa que el *extinction ratio* es finito. Esto indica que no se obtendrá una modulación de amplitud pura y hace que las modulaciones de fase no se anulen perfectamente. El hecho de que exista una modulación de fase residual provoca lo que se conoce como *chirp*. La modulación de fase cuando se trabaja con fibra óptica puede ocasionar muchos problemas.

La expresión matemática que expresa el *extinction ratio* es:

$$ER = \frac{P_{d\text{MAX}}}{P_{d\text{MIN}}} = \frac{\alpha^2 + (1-\alpha)^2 + 2\alpha(1-\alpha)}{\alpha^2 + (1-\alpha)^2 - 2\alpha(1-\alpha)} = \frac{1}{(2\alpha - 1)^2} \quad (2.5)$$

$$ER = 20 \log \left( \frac{1}{1 - 2\alpha} \right) \quad (2.6)$$

Y la fase es:

$$\text{atg} \left( \frac{(1-\alpha) \sin(\theta_e)}{\alpha + (1-\alpha) \cos(\theta_e)} \right) \quad (2.7)$$

Otra fuente natural de *chirp* es tener diferentes amplitudes de señal de RF en cada electrodo. En principio, el efecto de cada uno de los tipos de *chirp* sobre la señal transmitida es diferente, pero para los objetivos de este proyecto, basta con conocer intuitivamente sus causas. **Ref. [3], [4].**

Los puntos de trabajo que se utilizan en el modulador normalmente son tres:

- **Punto de cuadratura (Quadrature Point, QP):**

Se encuentra en el centro de la zona lineal  $V_{\pi}/2$  y permite obtener la máxima eficacia de modulador sin causar problemas de distorsión no lineal.

- **Punto de mínima transmisión (minimum Transmission Point, mTP):**

La potencia a la salida es nula, a la frecuencia portadora. Se consiguen por tanto en este punto, modulaciones en doble banda lateral sin portadora y la señal detectada es a frecuencia doble. Se corresponde con el voltaje de media onda  $V_{\pi}$  cuando el MTP se encuentra a 0 Volts.

- **Punto de máxima Transmisión (Maximum Transmission Point, MTP):**

La potencia a la salida es máxima. Junto con el mTP sirve para calcular el voltaje de media onda.

La relación entrada-salida depende del punto de trabajo, si se pone una tensión de *bias* para que el punto de trabajo sea el punto de cuadratura la relación entrada-salida será lineal.

Si nos situamos en mTP o en MTP la relación entrada-salida será aproximadamente cuadrática y la señal detectada en un detector de envolvente será a frecuencia doble.

Lo usual es dividir la tensión de los electrodos en una componente de radiofrecuencia RF que es la señal que se quiere transmitir y una de *bias* que sitúa en el punto de trabajo. Normalmente la componente de radiofrecuencia es una señal pequeña frente a la tensión de *bias*, lo que permite hacer aproximaciones que se conocen con el nombre de *small signal approximations*, que en el capítulo 3 serán explicadas.

### 2.1.1.1 Función de Transferencia experimental

En este apartado, se ha realizado un montaje como el de la figura 2.7, en el laboratorio, para obtener la función de transferencia, del MZM. En la práctica esta operación debe realizarse bastante a menudo porque la función de transferencia puede sufrir pequeñas variaciones durante un experimento.

Para realizar este montaje se ha utilizado un láser, HP83424A, un modulador electro-óptico Lucent 2623NA, una fuente de alimentación PROMAX FA-851, un multímetro de potencia HP8153A y un ordenador que se encarga de recoger la información de potencia y de voltaje para crear la función de transferencia, mediante el uso de *scripts* en *Matlab*.

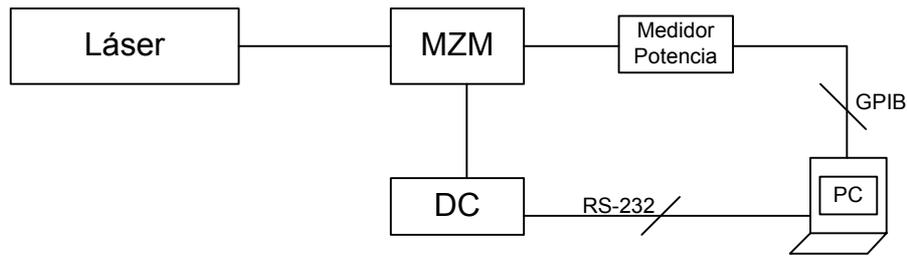


Fig 2.7-Montaje en el laboratorio para obtener la función de transferencia

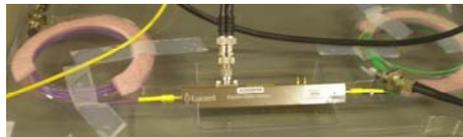
Los equipos utilizados en el laboratorio son los siguientes:

El **láser HP83424A**, figura 2.8, emite por su salida una señal óptica de 1559 nm a una potencia de 3 dBm. Este dispositivo tiene una longitud de onda fija, por tanto, no es capaz de hacer un barrido óptico.

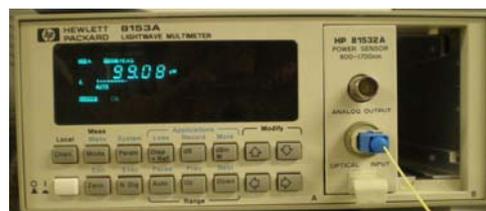


Fig 2.8-Láser HP83424A

El modulador electro-óptico **Lucent 2623NA**, figura 2.9, es del tipo *Mach-Zehnder*. Tiene unas pérdidas de inserción típicas de 3.7 dB, una *extinction ratio* (ER) típica a corriente continua de 27dB. El voltaje de media onda típico es de 3.1 voltios. La impedancia de los electrodos es de 43Ω. Estos datos se pueden encontrar en el *datasheet* del dispositivo, (Anexo III).

Fig. 2.9- Modulador electro-óptico Lucent 2623NA, de tipo *Mach-Zehnder*

El multímetro **HP 8153A**, figura 2.10, tiene dos canales de medida y es capaz de detectar señales ópticas con un  $\pm 2.2$  % de tolerancia. El rango de longitudes de ondas que puede medir es entre 450 nm-1700nm y con margen de potencia entre 27dBm a -110DBm. Este dispositivo permite conectarse con PC mediante una conexión GPIB, que es la utilizada en este montaje para mandar los valores de potencia medidos a la salida del MZM.

Fig. 2.10- Multímetro HP 8153<sup>a</sup>

La fuente de alimentación **PROMAX FA-851**, figura 2.11, es el dispositivo con el cual se varía el voltaje de *bias* que se introduce en el MZM. Es programable y permite ser controlado remotamente desde un PC con conexión RS-232.



Fig. 2.11- Fuente de alimentación programable por RS-232. PROMAX FA-85

El PC mediante el programa en *Matlab* (que se adjunta en el Anexo II) por un lado, será capaz de almacenar los datos enviados por el medidor de potencia a través de la conexión GPIB. Por otro lado, con la conexión RS-232 variará el voltaje de *bias* para poder calcular la función de transferencia.

Una vez ejecutado el código anterior se obtiene la siguiente función de transferencia:

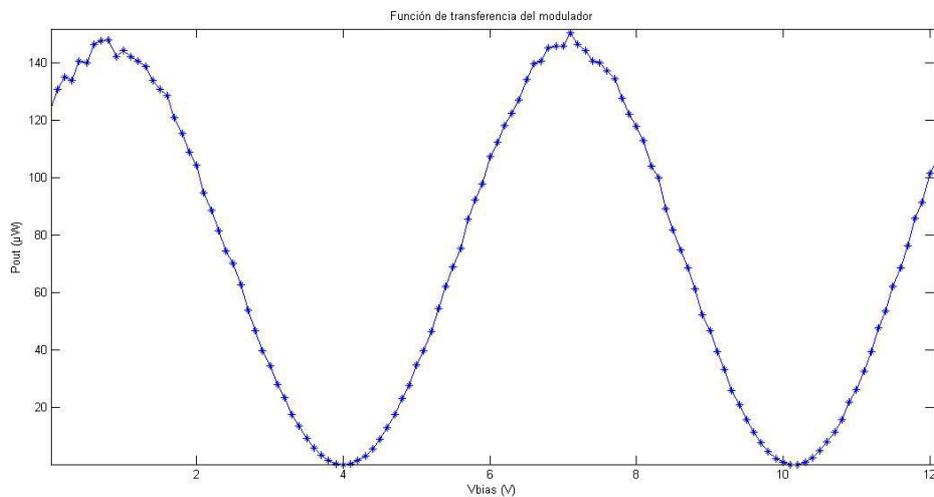


Fig 2.12- Función de transferencia experimental

Mediante esta figura 2.12, se pueden determinar los valores del voltaje de media onda,  $V_{\pi}$  y el ER, reales, explicados en el apartado 2.1.1 y que siguen las expresiones 2.5 y 2.6. El resultado de estos parámetros característicos son:

$$\begin{aligned} V_{\min} &= 10.1V \\ V_{\max} &= 7.1V \\ V_{\pi} &= V_{\min} - V_{\max} = 3V \\ P_{\max} &= 150.4\mu W \\ P_{\min} &= 0.08539\mu W \end{aligned} \tag{2.8}$$

$$ER = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right) = 32.4584dB \tag{2.9}$$

Una vez obtenido el valor de ER, se puede obtener el factor de acoplamiento  $\alpha$ , el cual determinará como ha sido la separación de señal de entrada en el MZM, según la expresión 2.10 con lo cual el resultado es:

$$10^{\frac{32.846}{20}} = \frac{1}{|2\alpha - 1|} \tag{2.10}$$

$$\alpha = 0.5114 \tag{2.11}$$

Con este valor del factor de acoplamiento  $\alpha$ , se determina como se ha separado la señal en la entrada del MZM para cada rama, por un lado se ha ido  $\alpha = 0.5114$  y por el otro  $1 - \alpha = 0.4886$ .

Los puntos de trabajo que utiliza el modulador, son:

- **Punto de cuadratura (Quadrature Point, QP):**

$$V_{QP} = \frac{V_{\pi}}{2} + V_{\max} = 8.6V \tag{2.12}$$

- **Punto de mínima transmisión (minimum Transmission Point, mTP):**

En este caso, se ha tenido en cuenta el mTP que se encuentra en  $V_{\min} = 10.1V$  y que corresponde a una potencia mínima de  $P_{\min} = 0.08539\mu W$ .

- **Punto de máxima Transmisión (Maximum Transmission Point, MTP):**

Este punto en la figura num, se sitúa en  $V_{\max} = 7.1V$  y tiene una potencia de  $P_{\max} = 150.4\mu W$ .

Lo que se ha podido comprobar en el laboratorio, es que la función de transferencia de un MZM, es variable dependiendo de varios factores. Es decir, puede variar si el láser se ha calentado más o menos, si la fibra que se usa es de diferente medida, de la posición de las fibras que se conectan a la entrada y a la salida del MZM, entre otros. Esto conlleva a que cada vez que se quiera hacer una medida, se deben realizar varias funciones de transferencia a lo largo del proceso de medida.

### 2.1.2 Modos de funcionamiento del MZM

Usualmente se usan dos modos de funcionamiento del MZM que reciben el nombre de modo *Push-Pull* y modo Asimétrico.

- **Modo *Push-Pull*:** para este tipo de configuración del *Mach-Zehnder* se aplica una señal y un voltaje de *bias* en una rama y en la otra la misma señal y el mismo *bias* pero invertidos. Es decir de signo contrario. Los cambios de fase son iguales en magnitud pero de signo opuesto en cada rama, de forma que la modulación resultante es una modulación de amplitud pura, sin modulaciones de fase residual, o *chirp*.
- **Modo Asimétrico:** en este tipo de configuración del MZM, la señal modulada y el voltaje en DC, se aplican únicamente a una guía de onda del modulador. Es decir solo se modula lo que hay en una guía óptica, y en la otra únicamente viaja la portadora óptica sin experimentar ningún cambio de fase adicional.

## 2.2 DUT

*Device Under Test*, es el dispositivo que introduce diferentes retardos a cada longitud de onda, que es lo que se conoce como dispersión. Por ejemplo la fibra óptica o la FBG (*Fiber Bragg Gratings*).

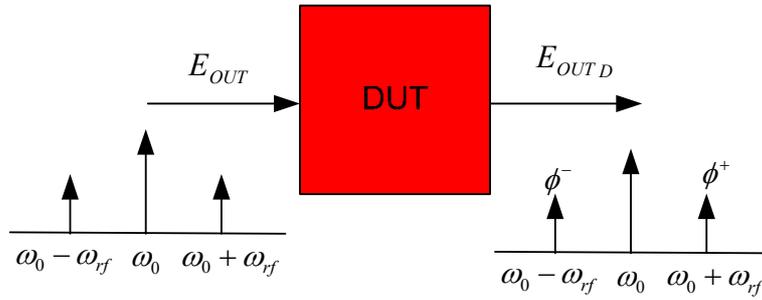


Fig. 2.13- Dispositivo DUT

En este proyecto los cálculos que se realizan consideran una FBG con  $D=-1300\text{ps/nm}$ . Se trata de un dispositivo de compensación de dispersión en fibra, por tanto tiene un signo de dispersión que es contrario. La fibra en tercera ventana tiene un parámetro de dispersión  $D=17\text{ ps/(nmKm)}$ . Por tanto esta FBG compensaría aproximadamente 80 Km de fibra.

### 2.3 Detector

Su función es transformar la potencia óptica de entrada, en una corriente eléctrica de salida, nos da pues una señal que es proporcional a la potencia óptica y que matemáticamente, se puede expresar como el módulo (envolvente) al cuadrado de la señal.

En términos matemáticos:

$$i_D = \|E_{out D}\|^2 = \text{Re}^2 + \text{Im}^2$$

(2.8)

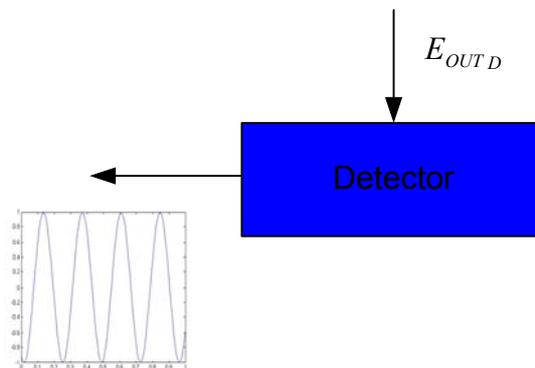


Fig.2.15-Dispositivo Detector



## CAPITULO 3. Desarrollos matemáticos y estudio de otros métodos de medida de dispersión

Este apartado se dedica al desarrollo matemático asociado al método de medida de dispersión mediante el método MPSM. Usualmente el MPSM se ha implementado mediante un MZM en cuadratura, en aproximación *small signal* y en configuración *push-pull*, pero el montaje experimental básico que el MPSM requiere, como ya se ha visto, permite ajustar y controlar toda una serie de parámetros e incluso considerar otras configuraciones para el MZM como por ejemplo un MZM dual-drive. El objetivo de este desarrollo es realizar un análisis matemático, que permita tener en cuenta el efecto de todos los parámetros que pueden ajustarse de forma independiente, en el montaje experimental básico del MPSM con modulador dual-drive. El MPSM típico vendría a ser una particularización de este desarrollo matemático genérico. La idea es ver las posibilidades del montaje básico del MPSM (figura 2.1) y a partir de este intentar conseguir mejoras en la medida de la dispersión.

### 3.1 Cálculo de la salida del Mach-Zehnder para modo genérico

Usualmente, como se ha comentado anteriormente, se usan dos modos de funcionamiento del MZM llamados *Push-Pull* y *Asimétrico*. Estos dos modos están muy estudiados y tienen expresiones muy determinadas y particulares. Sin embargo el modulador MZM proporciona muchas más posibilidades de configuración y otros parámetros de control cuyo efecto sobre la medida es interesante estudiar para obtener posibles mejoras. Es por esto que se ha considerado conveniente encontrar una expresión para la salida del MZM donde se puedan contemplar todos los modos de funcionamiento de este dispositivo, es decir, sin particularizaciones y a partir de esta comprobar si son interesantes otros modos de funcionamiento.

En el modo genérico cada una de las ramas del MZM puede tener una tensión de radiofrecuencia y una tensión de *bias* diferente.

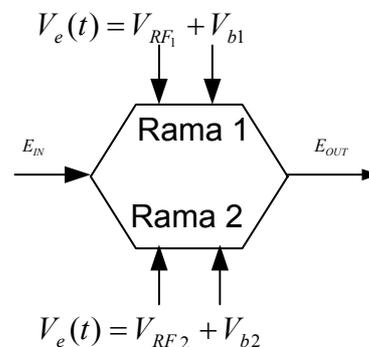


Fig. 3.1- Modulador *Mach-Zehnder*

Rama 1:  $m_1 = \frac{\pi}{V_{\pi_1}} \cdot V_{RF1}$  y  $\theta_1 = \frac{\pi}{V_{\pi_1}} \cdot V_{b1}$  donde  $m$  es el índice de modulación y  $V_{\pi}$  es el voltaje de media onda. La señal que se tiene en esta rama es la siguiente:  $e^{j(\theta_1 + m_1 \cdot \cos(\omega_{m1}t + \theta_{m1}))}$ .

Rama 2:  $m_2 = \frac{\pi}{V_{\pi_2}} \cdot V_{RF2}$  y  $\theta_2 = \frac{\pi}{V_{\pi_2}} \cdot V_{b2}$  por tanto la señal que se

tiene en esta rama es la siguiente:  $e^{j(\theta_2 + m_2 \cdot \cos(\omega_{m2}t + \theta_{m2}))}$ .

Tomando como valor de normalización el campo eléctrico de la onda óptica a la entrada, el equivalente paso bajo o envolvente del campo eléctrico de la onda óptica a la salida se obtiene como:

$$\begin{aligned} E_{out} &= e^{j(\theta_1 + m_1 \cdot \cos(\omega_{m1}t + \theta_{m1}))} + e^{j(\theta_2 + m_2 \cdot \cos(\omega_{m2}t + \theta_{m2}))} = \\ &= e^{j\theta_1} \cdot e^{jm_1 \cdot \cos(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta_2} \cdot e^{jm_2 \cdot \cos(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Estas exponenciales complejas (3.1) pueden expresarse mediante funciones de Bessel ya que:

$$e^{jA \cos(\omega t)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A) \cdot e^{jn(\omega t)} \quad (3.2)$$

Además se usaran las siguientes propiedades:

$$J_n(-z) = (-1)^n \cdot J_n(z) \quad (3.3)$$

$$J_{-n}(z) = (-1)^n \cdot J_n(z) \quad (3.4)$$

Con lo que el campo eléctrico asociado a la onda óptica, a la salida del MZM queda:

$$\begin{aligned}
 E_{out} &= e^{j\theta_1} \cdot e^{j \cdot m_1 \cdot \cos(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta_2} \cdot e^{j \cdot m_2 \cdot \cos(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} = \\
 &= e^{j\theta_1} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n \cdot J_n(m_1) \cdot e^{j \cdot n(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta_2} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n \cdot J_n(m_2) \cdot e^{j \cdot n(\omega_{m2}t + \theta_{m2})}
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

Si se trabaja un poco más esta expresión, se pueden ver las variables de las que depende esta señal. En primer lugar es conveniente sacar  $\theta_1$  factor común debido a que lo que interesa es saber cuanto están retardadas las señales de los electrodos, una respecto a la otra. La expresión que se obtiene es:

$$\begin{aligned}
 E_{out} &= e^{j\theta_1} \cdot e^{j \cdot m_1 \cdot \cos(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta_2} \cdot e^{j \cdot m_2 \cdot \cos(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} \Leftrightarrow \\
 &\Leftrightarrow \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n \cdot J_n(m_1) \cdot e^{j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta_2 - \theta_1} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n \cdot J_n(m_2) \cdot e^{j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})}
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

Por tanto se toma de referencia la rama 1 (es decir se considera en 0 grados) y la rama 2 esta desfasada  $\theta$  respecto a la rama 1 ya que  $\theta = \theta_1 - \theta_2$ :

$$\begin{aligned}
 E_{out} &= e^{j\theta_1} \cdot e^{j \cdot m_1 \cdot \cos(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta_2} \cdot e^{j \cdot m_2 \cdot \cos(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} \Leftrightarrow \\
 &\Leftrightarrow \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n \cdot J_n(m_1) \cdot e^{j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + e^{j\theta} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n \cdot J_n(m_2) \cdot e^{j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})}
 \end{aligned}
 \tag{3.7}$$

A partir de esta expresión se puede ver que hay múltiples modos de funcionamiento del modulador debido a que hay múltiples variables que se pueden controlar de forma independiente. Dichas variables son: los índices de modulación  $m$ , la tensión de *bias*  $\theta$  de una rama respecto a la otra, la frecuencia de cada una de las ramas y  $\theta_m$  que es el desfase eléctrico entre las señales que se aplican a cada uno de los electrodos.

Cada uno de los sumandos de la expresión 3.7 corresponde a una delta en frecuencia en el espectro óptico, se trata pues de infinitas deltas a ambos lados de la portadora situadas en armónicos de la señal de RF que se aplica (ver figura 3.2).

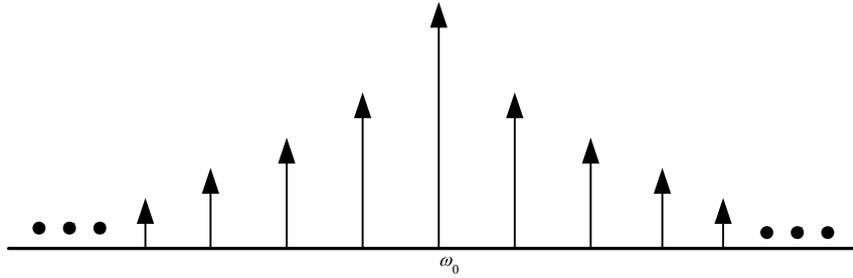


Fig. 3.2-Representación de la expresión 3.7

En un caso práctico, puesto que el índice de modulación  $m < 1$  el nivel de estas deltas tal y como refleja la figura 3.2 va decreciendo con lo que es posible no considerar en los análisis los armónicos a partir de cierto orden. Es útil ver hasta qué orden de armónico conviene considerar en un caso práctico en función del índice de modulación que vaya a usarse.

### 3.1.1 Armónicos relevantes

Es habitual en los sistemas de transmisión que trabajan con índices de modulación muy pequeños hacer uso de la aproximación *small signal*. Esta aproximación permite por un lado, desprestigiar armónicos a partir de cierto orden y por otro, aproximar las funciones de *Bessel* por su argumento usando los límites para  $m \rightarrow 0$

$$J_0(m) \approx 1 - \left(\frac{m}{2}\right)^2 \approx 1$$

$$J_n(m) = \frac{1}{n!} \cdot \left(\frac{m}{2}\right)^n$$

(3.8)

Cuando  $m=0$  exactamente se obtiene que:

$$\boxed{\begin{array}{l} J_0(0) = 1 \\ J_1(0) = 0 \end{array}}$$

En la siguiente gráfica 3.3 se representan los tres primeros armónicos utilizando la aproximación *small-signal* (3.8) y las funciones de *Bessel*. Las líneas continuas son las funciones de *Bessel*, y las discontinuas son la aproximación de *small signal*.

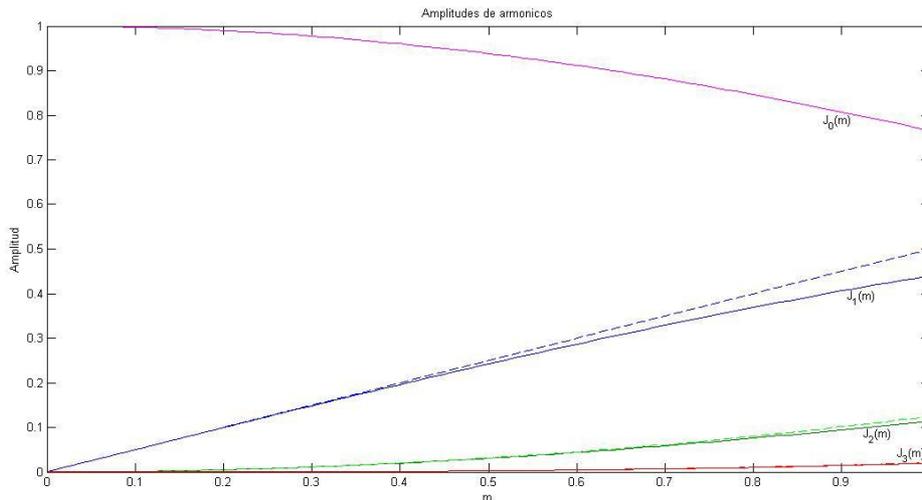


Fig. 3.3-Funciones Bessel vs. Small-signal

Para cuantificar el error que se comete al considerar que únicamente son relevantes armónicos hasta orden 2, es interesante hacer un estudio de la influencia del armónico de orden 3 y los siguientes, frente a los armónicos de orden 1 y 2. Además ver si en esas condiciones, en que pueden desprejarse, la utilización de la expresión con funciones de Bessel, aporta algo con respecto al uso de la aproximación *small-signal* directamente.

Observando la figura 3.3, las líneas azules pertenecen al primer armónico, donde se puede apreciar un cierto margen de error al usar aproximación *small signal* mientras que efectivamente el tercer armónico (líneas rojas) tiene un valor inferior al 10% del fundamental para índices de modulación,  $m$ , inferiores a 0.8 y por tanto podría desprejarse.

En términos de amplitud, al utilizarse las expresiones genéricas con funciones de Bessel en lugar de la aproximación *small signal* mediante el argumento, en el primer armónico (líneas azules) existe una diferencia de aproximadamente el 10%. En cambio, en el segundo armónico, esta diferencia es menor al 10%. La diferencia es también muy notable en el valor de la amplitud a la frecuencia portadora. Mientras que con aproximación *small signal* esta señal suele aproximarse mediante una constante en función de  $m$  (con valor 1) sobre la gráfica se observa que para índices de 0.8 la amplitud ha decaído más de un 20%.

En lo que sigue se supondrá que son relevantes, armónicos hasta orden 2, lo cual podría suponer el uso de la aproximación *small-signal* para índices de modulación pequeños o bien si el índice es grande, un filtrado óptico hasta ese orden de armónico.

$$E_{out} = \left[ \begin{aligned} & -J_{-2}(m_1) \cdot e^{-2j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} - j \cdot J_{-1}(m_1) \cdot e^{-j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + J_0(m_1) \cdot e^{0j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} + \\ & + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} - J_2(m_1) \cdot e^{2j(\omega_{m1}t + \theta_{m1})} \end{aligned} \right] +$$

$$+ e^{j\theta} \left[ \begin{aligned} & -J_{-2}(m_2) \cdot e^{-2j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} - j \cdot J_{-1}(m_2) \cdot e^{-j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} + J_0(m_2) \cdot e^{0j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} + \\ & + j \cdot J_1(m_2) \cdot e^{j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} - J_2(m_2) \cdot e^{2j(\omega_{m2}t + \theta_{m2})} \end{aligned} \right] =$$

**(3.9)**

Esta expresión da, de manera genérica, la envolvente del campo eléctrico a la entrada del DUT. Cada uno de los sumandos con factor  $e^{j\omega t}$  representa una delta espectral a distancia  $\omega$  de la portadora.

Para obtener el campo a la salida del DUT hay que considerar el retardo que este impone a cada una, añadiendo un factor  $e^{j\phi(\omega)}$ .

Para ver cómo los diferentes parámetros, que se pueden controlar en el montaje experimental, pueden contribuir a mejorar las medidas hechas con MPSM, hay que hallar la corriente detectada. Para un caso genérico esta operación lleva a expresiones muy complicadas y que son difíciles de manejar y de interpretar. Lo que se hará entonces, es hallar las expresiones para algunos casos representativos.

Un caso muy usual es tener la misma frecuencia en ambos electrodos, esto es,  $\omega_{m1} = \omega_{m2} = \omega_m$

$$E_{out} = \left[ \begin{aligned} & -J_{-2}(m_1) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} - j \cdot J_{-1}(m_1) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m_1) + \\ & + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m_1) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \end{aligned} \right] +$$

$$+ e^{j\theta} \left[ \begin{aligned} & -J_{-2}(m_2) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} - j \cdot J_{-1}(m_2) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m_2) + \\ & + j \cdot J_1(m_2) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m_2) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \end{aligned} \right]$$

**(3.10)**

Es posible agrupar términos que corresponden a la misma banda lateral en el espectro e interpretar gráficamente la salida del MZM:

$$E_{out} = J_0(m_1) + J_0(m_2) \cdot e^{j\theta} + \left( j \cdot J_1(m_1) + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j\theta} \right) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - \left( J_2(m_1) + J_2(m_2) \cdot e^{j\theta} \right) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)}$$

$$- \left( j \cdot J_{-1}(m_1) + j \cdot J_{-1}(m_2) \cdot e^{j\theta} \right) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} - \left( J_{-2}(m_1) + J_{-2}(m_2) \cdot e^{j\theta} \right) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)}$$

**(3.11)**

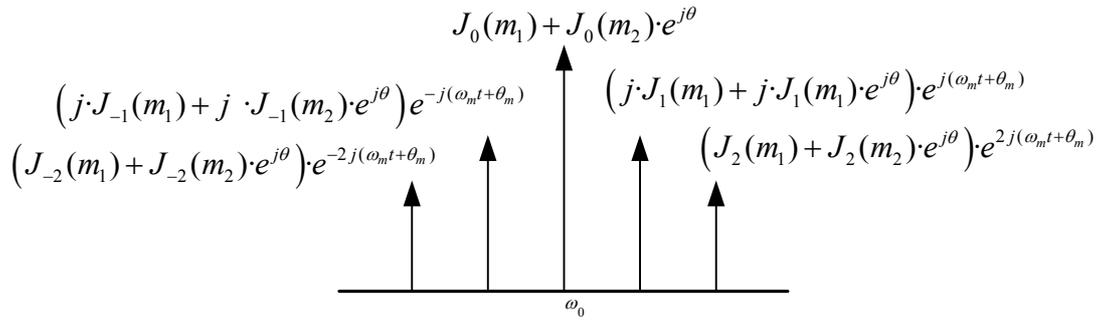


Fig 3.4- Representación de la salida del MZM para la misma frecuencia en los dos electrodos y  $m < 0.8$

De las particularizaciones que se va a partir para desarrollar las expresiones genéricas son: que el índice de modulación va a ser inferior a 0.8 y que los dos electrodos van a tener la misma frecuencia ( $\omega_{m1} = \omega_{m2} = \omega_m$ ).

En este proyecto se van a trabajar las expresiones referidas sobre todo a los modos de funcionamiento en el MZM más usuales (*push-pull* y asimétrico) aunque hay que destacar que las expresiones que se han desarrollado son válidas para el análisis de cualquier otro caso.

## 3.2 Modo *Push-Pull*

Para este tipo de configuración del MZM es necesario, que la señal de los dos electrodos sea la misma pero de signo contrario. Esta configuración es la típicamente utilizada para el método de medida de la dispersión MPSM explicado en el capítulo 1.

### 3.2.1 Salida del MZM

En primer lugar si se particulariza para  $m_1 = m$  y  $m_2 = -m$  se obtiene que:

$$E_{out} = \left[ \begin{array}{l} -J_{-2}(m) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} + j \cdot J_1(m) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m) + \\ + j \cdot J_1(m) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \end{array} \right] +$$

$$+ e^{j\theta} \left[ \begin{array}{l} -J_2(m) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} - j \cdot J_1(m) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m) + \\ - j \cdot J_1(m) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \end{array} \right] \quad (3.12)$$

Y en segundo lugar si se particulariza para  $\theta_1 = -\theta_2$ :

$$\theta_1 = -\theta_2 \Rightarrow \theta = \theta_2 - \theta_1 = \theta_2 - (-\theta_2) = 2\theta_2 \Rightarrow V\pi_2 = -V\pi_1 \quad (3.13)$$

con lo que se obtiene:

$$E_{out} = J_0(m)(1 + e^{2j\theta_2}) + j \cdot J_1(m) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} (1 - e^{2j\theta_2}) + j \cdot J_1(m) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} (1 - e^{2j\theta_2}) - J_2(m) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} (1 + e^{2j\theta_2}) - J_2(m) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} (1 + e^{2j\theta_2}) \quad (3.14)$$

Gráficamente, el espectro resultante a la salida del modulador sería:

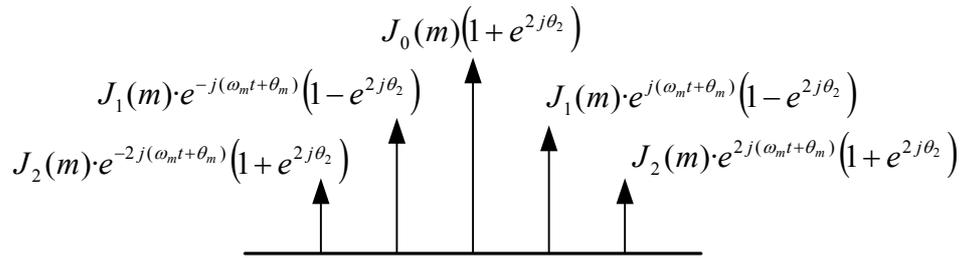


Fig. 3.5.-Espectro a la salida del MZM

### 3.2.2 Salida del DUT

Si se toma  $\phi_1$  referido a  $\phi_0$ , la expresión es la siguiente:

$$\begin{aligned} E_{out_D} &= J_0(m)(1 + e^{2j\theta_2}) + j \cdot J_1(m) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j(\phi_1)} (1 - e^{2j\theta_2}) + j \cdot J_1(m) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j(\phi_{-1})} (1 - e^{2j\theta_2}) \\ &- J_2(m) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j(\phi_{-2})} (1 + e^{2j\theta_2}) - J_2(m) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j(\phi_2)} (1 + e^{2j\theta_2}) = \\ &= J_0(m)(1 + e^{2j\theta_2}) + 2j \cdot J_1(m) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} (1 - e^{2j\theta_2}) e^{\frac{j(\phi_1 + \phi_{-1})}{2}} \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) - \\ &- 2J_2(m) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} (1 + e^{2j\theta_2}) e^{\frac{j(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}} \cdot \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Gráficamente el espectro a la salida del DUT sería:

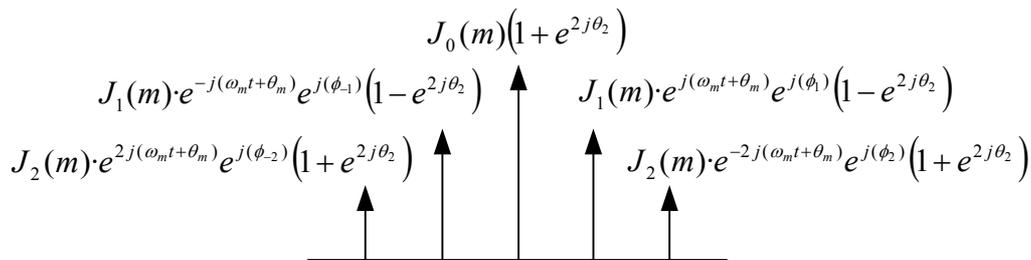


Fig. 3.6- Espectro a la salida del DUT

### 3.2.3 Salida del detector

Como se ha visto en el apartado 2.3, lo que el detector le hace a la señal, en términos matemáticos es lo siguiente:

$$i_D = \|E_{out_D}\|^2 = \text{Re}^2 + \text{Im}^2 \quad (3.16)$$

Parte Real :

$$E_{out_D} = \text{Re} \left\{ \begin{aligned} &J_0(m) + J_0(m) \cos(2\theta_2) + \\ &+ 4 \cdot J_1(m) \cdot \cos\left(\theta_2 + \frac{(\phi_1 + \phi_{-1})}{2}\right) \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) \cdot \sin(\theta_2) \\ &- 4 \cdot J_2(m) \cdot \cos\left(\theta_2 + \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}\right) \cos\left(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right) \cdot \cos(\theta_2) + \end{aligned} \right\} \quad (3.17)$$

Parte Imaginaria:

$$E_{out_D} = \text{Im} \left\{ \begin{aligned} &J_0(m) \sin(2\theta_2) + \\ &+ 4 \cdot J_1(m) \cdot \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) \cdot \sin\left(\theta_2 + \frac{(\phi_1 + \phi_{-1})}{2}\right) \cdot \sin(\theta_2) - \\ &- 4 \cdot J_2(m) \cdot \cos\left(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right) \sin\left(\theta_2 + \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}\right) \cdot \cos(\theta_2) \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

Siguiendo los pasos matemáticos, que se detallan en el ANEXO I (Cálculos matemáticos) de este proyecto, la expresión final es la siguiente:

$$\begin{aligned}
i_D = & 2J_0^2(m)(1 + \cos 2\theta_2) + 8J_1^2(m)\sin^2(\theta_2) - 8J_2^2(m)\cos^2(\theta_2) + \\
& + 8J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \cos\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}\right) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) - \\
& - 8J_1(m) \cdot J_2(m) \cdot \sin(2\theta_2 + \frac{(\phi_1 + \phi_{-1})}{2} + \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \\
& \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m - \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2} + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}) + \\
& + 8J_1^2(m)\sin^2(\theta_2)\cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \phi_1 - \phi_{-1}) + \\
& + 8J_0(m) \cdot J_2(m) \cos(2\theta_2 + \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}) - \\
& - 8J_1(m) \cdot J_2(m) \cdot \sin(2\theta_2 + \frac{(\phi_1 + \phi_{-1})}{2} + \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \\
& \cdot \cos(3\omega_m t + 3\theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2} + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}) - \\
& - 8J_2^2(m)\cos^2(\theta_2)\cos(4\omega_m t + 4\theta_m + \phi_2 - \phi_{-2})
\end{aligned}
\tag{3.19}$$

El espectro de la señal resultante es un batido de los diferentes armónicos:

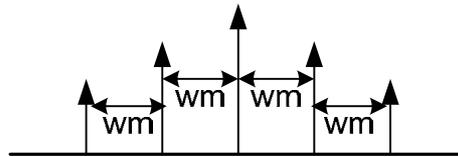


Fig.3.7-Batido del espectro

Los términos que se consideran más importantes para poder ver lo que sucede en la detección, son los llamados *cross terms*, que son los términos cruzados generados por los batidos entre bandas, que caen exactamente a la frecuencia de modulación  $\omega_m$ . Los batidos entre la primera y la segunda banda lateral también nos darían una contribución a la frecuencia  $\omega_m$  en la corriente detectada. Puede verse, sin embargo que, en un caso práctico, puesto que se cumple que  $J_0(m) > 0.1 \cdot J_2(m)$  (ver figura 3.3) para índices de modulación  $m$  inferiores a 0.8, su valor sería inferior al 10% del *cross term*, con lo que su efecto sería despreciable.

Por otro lado, ya que en el MPSM se tiene que trabajar en el punto de cuadratura, lo que implica que  $2\theta_2 = \pi/2$ , es interesante estudiar a partir de las expresiones genéricas los términos a  $2\omega_m$  en ese punto. En principio, puesto que la función de transferencia del MZM, en ese punto es lineal, el término a  $2\omega_m$  debería ser cero, pero como consecuencia de los retardos inducidos por el DUT esto no es así, cuando el DUT está presente. Lo que se obtiene es:

$$\begin{aligned}
&+8 \cdot J_1^2(m) \sin^2(\theta_2) \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \phi_1 - \phi_{-1}) - \\
&-8 \cdot J_0(m) \cdot J_2(m) \cdot \cos\left(2\theta_2 + \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2}\right) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \cos\left(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right).
\end{aligned}
\tag{3.20}$$

que efectivamente da cero cuando no se considera el efecto del DUT (todas las  $\Phi=0$ ).

Finalmente el *cross-term* del *Push Pull* es:

$$8 \cdot J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \cos\left(\frac{(\phi_1 + \phi_{-1})}{2}\right) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right)
\tag{3.21}$$

Expresión que concuerda con la expresión típica para el método MPSM que se encuentra por ejemplo en Ref [1], [2].

### 3.2.4 Expresiones para primer armónico

Es interesante estudiar las expresiones que se obtienen suponiendo que únicamente es relevante la primera de las bandas laterales en el espectro óptico. Como se ha visto, esto es una buena aproximación para índices de modulación por debajo de 0.8, puesto que la contribución de otras bandas está por debajo del 10%.

#### 3.2.4.1 Salida del MZM

$$\begin{aligned}
E_{out} = & J_0(m) + e^{2j\theta_2} \cdot J_0(m) - \left[ -j \cdot J_1(m) + j \cdot J_1(m) \cdot e^{2j\theta_2} \right] e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + \\
& + \left[ j \cdot J_1(m) - j \cdot J_1(m) \cdot e^{2j\theta_2} \right] e^{j(\omega_m t + \theta_m)}
\end{aligned}
\tag{3.22}$$

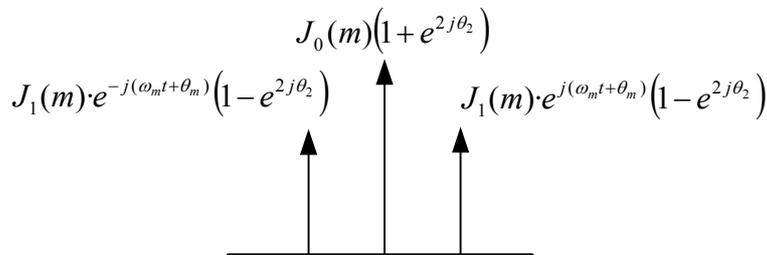


Fig. 3.8 -Espectro a la salida del MZM, en modo *Push Pull* para primer armónico

### 3.2.4.2 Salida del DUT

$$E_{out_D} = J_0(m) \left[ 1 + e^{2j\theta_2} \right] + 2j \cdot J_1(m) \left[ 1 - e^{2j\theta_2} \right] e^{\frac{j(\phi_1 + \phi_{-1})}{2}} \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \quad (3.23)$$

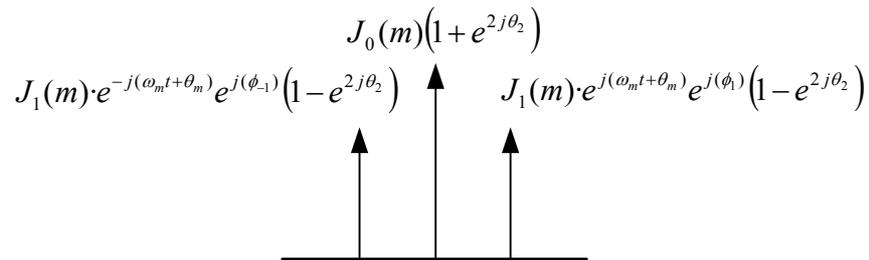


Fig. 3.9-Espectro a la salida del DUT, en modo *Push Pull* para primer armónico

### 3.2.4.3 Salida del detector

$$i_D = 2J_0^2(m)(1 + \cos 2\theta_2) + 8 \cdot J_1^2(m) \sin^2(\theta_2) + 8 \cdot J_1^2(m) \sin^2(\theta_2) \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \phi_1 - \phi_{-1}) + 8 \cdot J_0(m) \cdot J_1(m) \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \cdot \cos(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) \cdot \sin(2\theta_2) \quad (3.24)$$

*Cross-term:*

$$8J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \cos(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) \cdot \sin(2\theta_2) \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \quad (3.25)$$

Esta sería la expresión genérica (3.25). La expresión correspondiente usando aproximación *small signal* sería:

$$\frac{8 \cdot m}{2} \cdot \cos(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) \cdot \sin(2\theta_2) \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \quad (3.26)$$

En ambos casos se obtienen expresiones que son bastante equivalentes desde el punto de vista de la medida de dispersión. Tan sólo existe una pequeña diferencia en cuanto al nivel de amplitud absoluta

Observando el *cross-term* (3.26) y recordando la expresión para el parámetro suma de fase (1.16), se puede ver que haciendo medidas de amplitud para diferentes frecuencias, se podría determinar el valor del parámetro de dispersión. En esto se basa el método de *Peucheret* (**Ref. [5]**) que consiste en determinar dos  $f_m$  diferentes para los cuales se anula la amplitud de la señal detectada y con eso se determina el valor del parámetro suma de fases  $\phi_1 + \phi_{-1}$ , y a partir de ahí usando 1.16, se determina el valor del parámetro D.

Los pasos a seguir son:

1. El sumatorio de fases se hace cero para valores:  $(2m+1)\frac{\pi}{2}$
2. Como se ha demostrado en capítulo 1 en la expresión 1.16 el parámetro suma de fases es:

$$\sum \phi = \frac{\lambda^2 \cdot D \cdot 2\pi \cdot f_m^2}{c}$$

3. Se obtiene que :

$$\frac{\lambda^2 \cdot D \cdot 2\pi \cdot f_{m1}^2}{c} = (2m+1) \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{\lambda^2 \cdot D \cdot 2\pi \cdot f_{m2}^2}{c} = (2m+2) \frac{\pi}{2}$$

4. Finalmente con estas dos ecuaciones se puede sacar el parámetro de dispersión.

El inconveniente que presenta este método es que las frecuencias a las que se generan ceros pueden estar muy separadas entre si, con lo que se pierde resolución.

### 3.3 Modo Asimétrico

A continuación, se obtienen las expresiones matemáticas para el modo asimétrico, explicado anteriormente en apartado 2.1.2, del MZM.

### 3.3.1 Salida del mezclador Mach-Zehnder

Para poder obtener la expresión a la salida del MZM en modo asimétrico, es necesario recurrir a la expresión 3.7 pero en este caso no es conveniente sacar  $\theta_1$  factor común como en la expresión 3.8, sino que es mejor, partir de la siguiente expresión que proviene de la expresión 3.5:

$$E_{out} = e^{j\theta_1} \left[ -J_{-2}(m_1) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} - j \cdot J_{-1}(m_1) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m_1) + \right. \\ \left. + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m_1) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \right] + \\ + e^{j\theta_2} \left[ -J_{-2}(m_2) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} - j \cdot J_{-1}(m_2) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m_2) + \right. \\ \left. + j \cdot J_1(m_2) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m_2) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \right] \quad (3.27)$$

En primer lugar, a partir de esta expresión hay que tener en cuenta las características que presenta este modo a nivel de cálculo, y estas son:

$$\boxed{\begin{aligned} m_2 &= 0 \\ Vb_2 &= 0 \\ \theta_2 &= \frac{\pi}{V} \cdot Vb_2 = 0 \end{aligned}}$$

Por otro lado, también hay que tener en cuenta las graficas de las funciones de Bessel figura 3.2, para poder observar que valores se toman cuando  $m=0$ .

La expresión resultante, si se consideran estos aspectos (3.27) es la siguiente:

$$E_{out} = e^{j\theta_1} \left[ -J_{-2}(m_1) \cdot e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} - j \cdot J_{-1}(m_1) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} + J_0(m_1) + \right. \\ \left. + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_m)} - J_2(m_1) \cdot e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} \right] + 1 \quad (3.28)$$

La gráfica del espectro que se obtiene a la salida del modulador es:

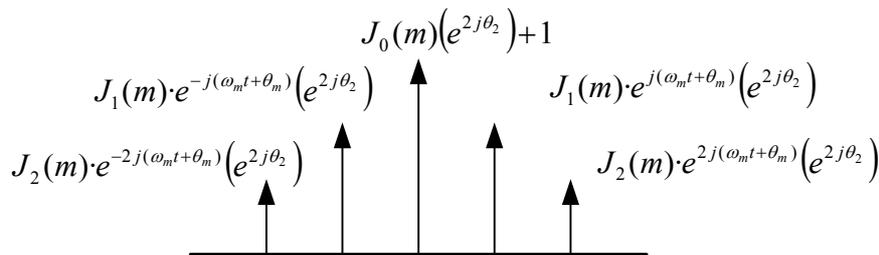


Fig. 3.10-Espectro óptico a la salida del MZM, en modo asimétrico.

### 3.3.2 Salida del DUT

Si se toma  $\phi_1$  referido a  $\phi_0$ , la expresión es la siguiente:

$$E_{out D} = \left[ \begin{aligned} &J_0(m_1)e^{j\theta_1} - J_2(m_1) \cdot e^{j\theta_1} \left( e^{-2j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j\phi_{-2}} + e^{2j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j\phi_2} \right) + \\ &+ j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j\theta_1} \left( e^{j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j\phi_1} + e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j\phi_{-1}} \right) \end{aligned} \right] + 1 \quad (3.29)$$

La gráfica del espectro que se obtiene a la salida del DUT es:

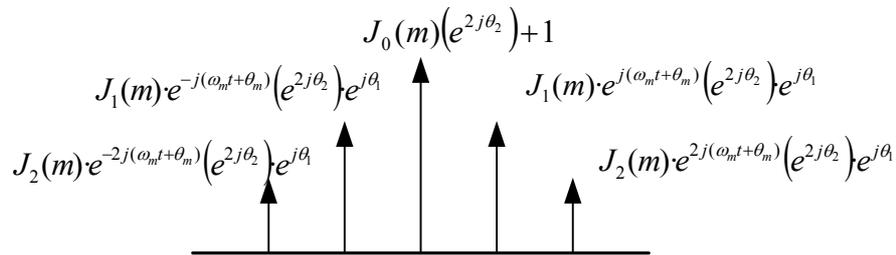


Fig. 3.11-Espectro óptico a la salida del DUT, en modo asimétrico.

### 3.3.3 Salida del detector

Igual que en el apartado 3.2.3 hay que separar la parte real y la parte imaginaria de la expresión para poder elevarlas al cuadrado y obtener la señal detectada.

$$i_D = \|E_{out D}\|^2 = \text{Re}^2 + \text{Im}^2 \quad (3.30)$$

Parte Real :

$$E_{out D} = \text{Re} \left\{ \begin{aligned} &1 + J_0(m_1) \cos(\theta_1) - 2 \cdot J_1(m_1) \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \sin(\theta_1 + \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) - \\ &- 2J_2(m_1) \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}) \cos(\theta_1 + \frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2}) \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

Parte Imaginaria:

$$E_{out D} = \text{Im} \left\{ \begin{aligned} &J_0(m_1) \sin(\theta_1) + 2 \cdot J_1(m_1) \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \cos(\theta_1 + \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) \\ &- 2J_2(m_1) \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}) \sin(\theta_1 + \frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2}) \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

Finalmente si se siguen los pasos matemáticos, que se detallan en el (Cálculos matemáticos) de este proyecto, la expresión final es la siguiente:

$$\begin{aligned}
i_D = & 1 + J_0^2(m_1) + 2 \cdot J_1^2(m_1) + \\
& + 2J_2^2(m_1) + 2J_0(m_1) \cos(\theta_1) - 4J_1(m_1) \sin\left(\theta_1 + \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}\right) \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) + \\
& + 4 \cdot J_1(m) \cdot J_2(m) \cos\left(\omega_m t + \theta_m - \left(\frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right) \\
& \cdot \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} - \frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2}\right) - \\
& - 4J_0(m_1) \cdot J_1(m_1) \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}\right) \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) - \\
& - 4J_2(m_1) \sin\left(\theta_1 + \frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2}\right) \cos\left(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right) + \\
& + 2 \cdot J_1^2(m_1) \cos\left(2\omega_m t + 2\theta_m + \phi_1 - \phi_{-1}\right) - \\
& - 4J_0(m_1) \cdot J_2(m_1) \cos\left(\frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2}\right) \cos\left(2\omega_m t + 2\theta_m + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right) + \\
& + 4 \cdot J_1(m) \cdot J_2(m) \cos\left(3\omega_m t + 3\theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2} + \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2}\right) \\
& \cdot \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} - \frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2}\right) + \\
& + 2J_2^2(m_1) \cos\left(4\omega_m t + 4\theta_m + \phi_2 - \phi_{-2}\right)
\end{aligned} \tag{3.33}$$

*Cross term:*

$$\begin{aligned}
& - 4J_1(m_1) \sin\left(\theta_1 + \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}\right) \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) - \\
& - 4J_0(m_1) \cdot J_1(m_1) \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}\right) \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) -
\end{aligned} \tag{3.34}$$

### 3.3.4 Expresiones para primer armónico

#### 3.3.4.1 Salida del MZM

$$E_{out} = e^{j\theta_1} \cdot \left[ J_0(m_1) + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{j(\omega_m t + \theta_{m1})} + j \cdot J_1(m_1) \cdot e^{-j(\omega_m t + \theta_{m1})} \right] + 1 \tag{3.35}$$

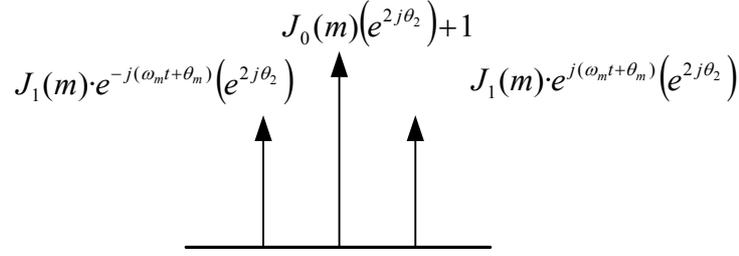


Fig. 3.12-Espectro óptico a la salida del MZM, en modo asimétrico.

### 3.3.4.2 Salida del DUT

Si se toma  $\phi_1$  referido a  $\phi_0$ , la expresión es la siguiente:

$$E_{out D} = e^{j\theta_1} \cdot [J_0(m_1) + j \cdot J_1(m_1) (e^{j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j\phi_1} + e^{-j(\omega_m t + \theta_m)} e^{j\phi_{-1}})] + 1 \quad (3.36)$$

### 3.3.4.3 Salida del detector

$$\begin{aligned} i_D = \|E_{out D}\|^2 = & 1 + J_0^2(m_1) \cos^2(\theta_1) + 2J_1^2(m_1) + 2J_1^2(m_1) \cdot \cos(2\omega_m t + 2\theta_m + \phi_1 - \phi_{-1}) + \\ & + 2J_0(m_1) \cos(\theta_1) - 4J_1(m_1) \sin(\theta_1 + \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) - \\ & - 4J_0(m_1) \cdot J_1(m_1) \sin(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}) \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \end{aligned} \quad (3.37)$$

*Cross-term:*

$$\begin{aligned} & -4J_1(m_1) \sqrt{1 + J_0^2(m_1) + 2J_0(m_1) \cos(\theta_1)} \cdot \sin \left[ \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \theta_1 + \text{artg} \left( \frac{-\sin(\theta_1)}{\frac{1}{J_0(m_1)} + \cos(\theta_1)} \right) \right] \cdot \\ & \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \end{aligned} \quad (3.38)$$

*Cross term con aproximación small signal:*

$$-4 \cdot \frac{m}{2} \cdot \left[ 2 \cdot \sin(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_1}{2}) \cdot \cos(\frac{\theta_1}{2}) \right] \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \quad (3.39)$$

Observando el *cross-term* 3.39 se comprueba que, al igual que ocurría en el *push-pull* (método de *Peucheret*), también en este caso se puede determinar,

haciendo medidas de amplitud para diferentes frecuencias, el parámetro suma de fases, con la diferencia que la dependencia es según la función  $\sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_1}{2}\right)$ . Este caso pues, la posición de los ceros puede controlarse a partir de la tensión de *bias* y esto permite que los ceros de amplitud se produzcan a las frecuencias que convenga.

Además, igual que en el MPSM se pueden hacer mediciones de fase, en el NA, para determinar el parámetro diferencia de fases. Combinando el parámetro suma de fases que se obtiene a partir de la medida de los ceros de amplitud con el parámetro diferencia de fases, obtenido a partir de medidas de fases, es posible determinar el retardo de grupo y consecuentemente la dispersión, sin necesidad de mover la portadora. Únicamente se varía la moduladora, lo que supone mejoras respecto del estándar de medida MPSM.

Por otro lado, la expresión 3.38 obtenida a partir de las expresiones genéricas difiere bastante, en este caso, de la que se obtiene usando la aproximación *small signal*. Los efectos que pueden encontrarse al usar índices de modulación grandes podrían ser pues, diferentes a los obtenidos para índices de modulación pequeños. Conviene entonces estudiar con detenimiento ambos casos y ver las implicaciones que pueden derivarse desde el punto de vista de los métodos de medida de dispersión.

## CAPITULO 4. Estudio del MZSM

En este capítulo se explica un nuevo método de medida del parámetro dispersión, que contempla las observaciones comentadas al final del capítulo 3 a partir de la expresión de la señal detectada en modo asimétrico 3.39.

### 4.1 Explicación teórica del método

El método *modulation zero shift method* (MZSM), (Ref. [6], [7]) permite explorar el espectro óptico a partir de un barrido RF lo que significa, poder prescindir del láser sintonizable en el montaje del MPSM y conseguir una mejor resolución en frecuencia. Por supuesto, el ancho de banda óptico que puede recorrerse usando este barrido RF, estará limitado por la máxima frecuencia de RF que el equipo pueda manejar. Haciendo números se pueden cuantificar las limitaciones que esto provoca:

$$\partial f \rightarrow \partial \lambda$$

$$f = \frac{c}{\lambda}$$

$$\partial f = -\frac{c}{\lambda^2} \partial \lambda$$

(4.1)

A partir de estas expresiones se puede ver la relación que existe entre lo que se barre en frecuencia y lo que se barre ópticamente. La relación que se utiliza normalmente es: 125Mhz → 1pm lo que significa que para un barrido de 125Mhz, ópticamente se están barriendo solamente 1pm. Esto implica que sea necesario realizar conjuntamente un barrido óptico.

Con los equipos de medida usados en este proyecto, se puede ver claramente la necesidad de realizar conjuntamente con el barrido de RF el barrido óptico. El NA barre hasta los 20 Ghz, lo que implica que ópticamente barrerá 160 pm, y la FBG que se utiliza es de 2nm con lo que se puede ver que el NA se queda muy corto en barrido. Por tanto es totalmente prescindible realizar un barrido óptico para poder hacer las medidas de dispersión de la FBG.

En este apartado, para explicar las bases del método, se usará la aproximación *small signal* en todas las expresiones. Más adelante se analizará este método a partir de las expresiones genéricas obtenidas en el capítulo 3, para poder ver cual es el efecto en el caso de usar índices de modulación grandes.

La expresión a utilizar es la siguiente (hallada anteriormente como la 3.39):

$$-4 \cdot \frac{m}{2} \left[ 2 \cdot \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_1}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \right] \cdot \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right) \quad (4.2)$$

Como se ha comentado anteriormente, a partir de esta expresión (4.2), se observa que el término de amplitud depende del parámetro suma de fases, como ocurre en el método de *Peucheret*, con el MZM en *Push Pull*, pero con la diferencia de que hay un control de *bias*. Esto permite controlar la frecuencia a la que se producen los ceros en amplitud y por tanto se pueden conseguir ceros a frecuencias suficientemente cercanas como para conseguir la resolución necesaria.

Obteniendo los valores de nivel de *bias* que cancelan la señal detectada a frecuencias moduladoras definidas, se consigue determinar el parámetro de suma de fases con buena resolución, para esas frecuencias.

Si se combina esta información del parámetro suma de fases, con las diferencias de fase, a esas mismas frecuencias moduladoras definidas, obtenidas a partir de medidas en el NA, se consigue mediante un algoritmo numérico, el retardo de grupo a frecuencias ópticas diferentes de la portadora. Esto implica, que se puede medir el retardo de grupo a frecuencias ópticas diferentes de la portadora, pero sin necesidad de cambiar la portadora, solo cambiando la moduladora.

El esquema utilizado para llevar a cabo este método, es básicamente el mismo que para el MPSM, con la diferencia que al necesitar configuración asimétrica, es necesario un MZM *dual-drive* y con control de *bias*. El esquema es el siguiente:

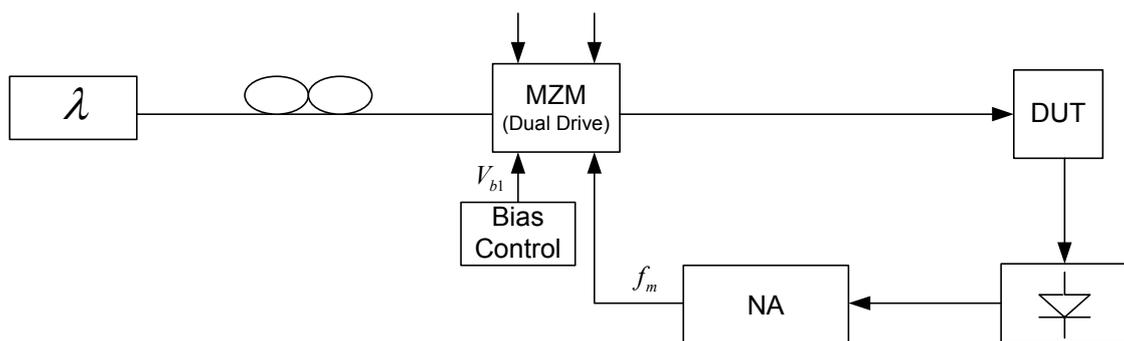


Fig. 4.1-Esquema de montaje para MZSM

La portadora óptica generada por el láser es modulada en amplitud usando el MZM *dual-drive* configurado asimétricamente. El campo equivalente paso-bajo normalizado, a la salida del MZM, en *small signal* es el siguiente:

$$E_{out} = 1 + [1 + jm \cdot \cos(\omega_{m1} t + \theta_{m1})] \cdot e^{j\theta_b} \quad (4.3)$$

Donde  $\theta_b = V_b \cdot \frac{\pi}{V_{\Pi}}$

Observando la ecuación 4.3, se puede ver que las bandas laterales ópticas son afectadas por un desfase, que depende del voltaje de *bias*. Esto permite controlar la interferencia mutua entre las bandas, cuando son afectadas por retardos relativos diferentes debido a un DUT dispersivo, de forma que para cada amplitud detectada, ocurran mínimos a la frecuencia  $f_m$  deseada y por tanto, que se obtenga más precisión que en el método de *Peucheret*.

La salida del MZM es transmitida a través del DUT y detectada a la salida de este. La corriente detectada, normalizada a la frecuencia  $f_m$ , viene dada por la expresión 4.4:

$$-8 \cdot \frac{m}{2} \left[ \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_1}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \right] \cdot \cos(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}) \quad (4.4)$$

que ha sido analizada anteriormente como expresión 3.9 y donde se ve reflejado que, efectivamente, la frecuencia moduladora a la cual se producen los ceros de amplitud detectada puede controlarse mediante la tensión de *bias*.

La información relacionada con las características de fase del DUT está contenida en dos magnitudes, la suma de fases  $\sum \phi = \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2}$  y la diferencia de fases  $\Delta \phi = \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}$  donde  $\phi_1$  y  $\phi_{-1}$  corresponden a las fases introducidas por el DUT, respectivamente a las bandas laterales superior e inferior.

Observando la expresión 4.4, la corriente toma un mínimo para los voltajes de *bias*  $V_{bfz} = (2i+1) \cdot V_{\Pi}$  y  $V_{bmz} = 2\left(i - \frac{\sum \phi}{\pi}\right) \cdot V_{\Pi}$ , con  $i=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Los mínimos generados para  $V_{bfz}$  reciben el nombre de ceros fijos, debido a que no cambian su valor a medida que la frecuencia de modulación es barrida, mientras que los mínimos generados para  $V_{bmz}$  se llaman móviles, ya que cambian debido a su dependencia con la fase introducida por el DUT a través de  $\sum \phi$ .

El cálculo del retardo de grupo requiere encontrar los valores de  $V_{bfz}$ ,  $V_{bmz}$  y  $\Delta\phi_{m1}$ ,  $\Delta\phi_{m2}$  correspondientes a dos frecuencias de modulación diferentes  $f_{m1}$  y  $f_{m2}$ , y obtener las diferencias de fase a cada lado de la portadora  $\Delta\Psi^+ = \phi_2 - \phi_1$  y  $\Delta\Psi^- = \phi_{-1} - \phi_{-2}$  (ver figura 4.2) a partir de las siguientes operaciones matemáticas :

$$\Delta\Psi^\pm = \Delta\phi_{m2} - \Delta\phi_{m1} \mp \frac{\pi}{2 \cdot V_\Pi} \cdot (V_{bmz2} - V_{bmz1}) \quad (4.5)$$

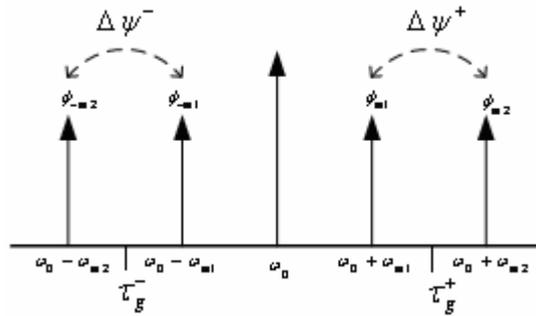


Fig. 4.2 -Espectro óptico variando la fm con retardos de grupo.

El retardo de grupo correspondiente a la frecuencia  $f_0 + (f_{m1} + f_{m2})/2$  es  $\tau_{g1}^+$ , y en  $f_0 - (f_{m1} + f_{m2})/2$  es  $\tau_{g1}^-$ , y ambos se obtienen haciendo:

$$\tau_g^\pm \approx -\frac{\Delta\Psi^\pm}{2\pi(f_{m2} - f_{m1})} \quad (4.6)$$

Estas operaciones permiten ir obteniendo el retardo de grupo a frecuencias ópticas a ambos lados de la portadora sin necesidad de cambiar la frecuencia portadora sino sólo cambiando la frecuencia moduladora. Esto significa una mejora considerable de la precisión del MPSM.

Para poder determinar el parámetro de la dispersión es necesario realizar otra medida a otra fm, como se muestra en la figura 4.3. De esta forma, hallar otros dos retardos de grupo correspondientes a las frecuencias  $f_0 + (f_{m2} + f_{m3})/2$  donde el retardo es  $\tau_{g2}^+$ , y  $f_0 - (f_{m2} + f_{m3})/2$  donde el retardo es  $\tau_{g2}^-$ . A partir de  $\tau_{g1}^\pm$  y  $\tau_{g2}^\pm$ , se obtiene:

$$D^\pm = -\frac{\Delta\tau_g^\pm}{\Delta\lambda} = -\frac{\tau_{g2}^\pm - \tau_{g1}^\pm}{\Delta\lambda} \quad (4.7)$$

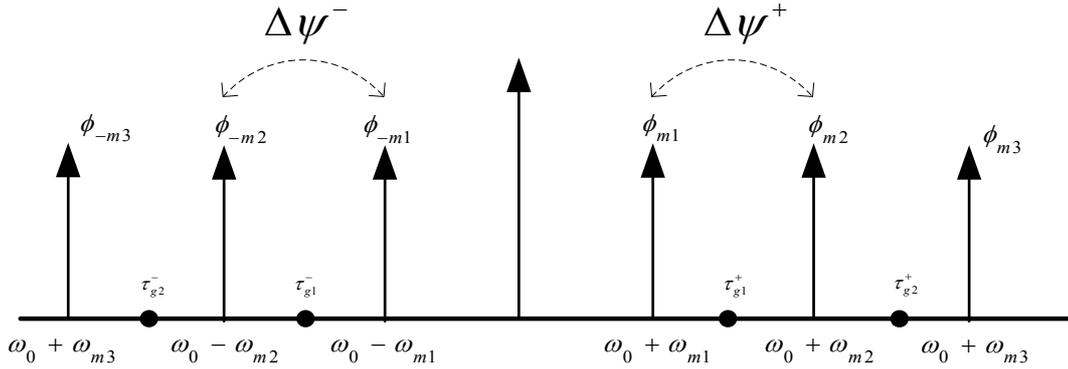


Fig. 4.3- Espectro óptico con 3 fm y 2 retardos

### 4.1.1 Ejemplo de cálculo de la dispersión según MZSM con barrido de RF

Es conveniente realizar un análisis matemático paso a paso para comprobar como se obtiene matemáticamente el retardo de grupo con este método.

La expresión de partida es la siguiente:

$$-8 \cdot \frac{m}{2} \left[ \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_b}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\theta_b}{2}\right) \right] \cdot \cos\left(\omega_m t + \theta_m + \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2}\right)$$

Sumatorio de  
fases determinado  
por el bias

Fase de la  
señal  
detectada

**(4.8)**

1. Fase de la señal detectada:

a. Para  $f_{m1}$  :

$$\Delta\psi_1 = \frac{\phi_1 - \phi_{-1}}{2} \text{ se obtiene una fase eléctrica}$$

b. Para  $f_{m2}$  :

$$\Delta\psi_2 = \frac{\phi_2 - \phi_{-2}}{2} \text{ se obtiene otra fase eléctrica}$$

## 2. Sumatorio de fases determinado por el *bias*:

Es necesario buscar aquellos valores de  $\theta_1$ , es decir de tensión de *bias*, para los cuales la amplitud se hace 0 para una fm determinada:

$$2 \cdot \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_b}{2}\right) = 0$$

$$\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} + \frac{\theta_b}{2} = n\pi$$

**(4.9)**

Para ello se debe hacer una grafica de la potencia detectada respecto  $\theta_b$  para cada una de las frecuencias (fm1 y fm2) como la siguiente:

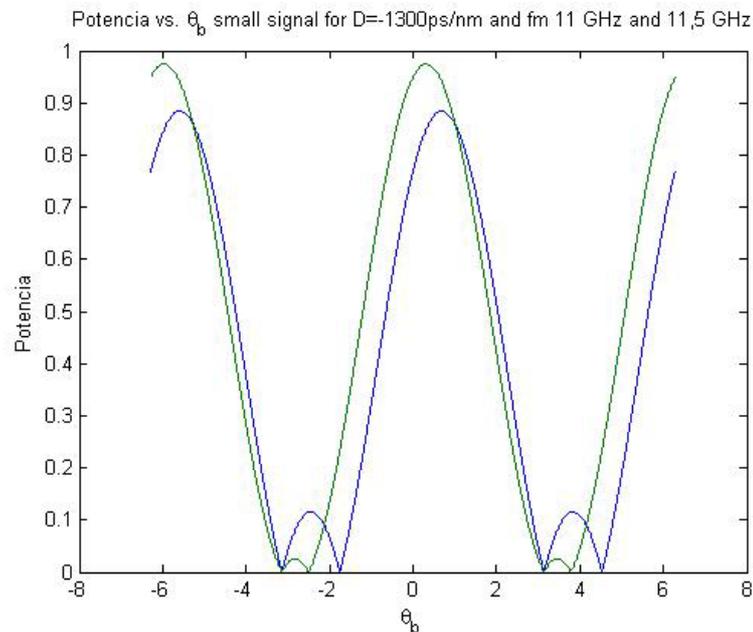


Fig. 4.4-Representación de los ceros para dos fm diferentes

Una vez se han localizado los ceros en la grafica para cada una de las frecuencias se obtiene que:

a. Para  $fm_1$ :

$$\frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} = \pi - \frac{\theta_{1, fm_1}}{2}$$

$$\theta_{1, fm_1} = 2\pi - \phi_1 - \phi_{-1}$$

**(4.10)**

b. Para  $fm_2$ :

$$\begin{aligned}\frac{\phi_2 + \phi_{-2}}{2} &= \pi - \frac{\theta_{1, fm_2}}{2} \\ \theta_{1, fm_2} &= 2\pi - \phi_2 - \phi_{-2}\end{aligned}\tag{4.11}$$

3. Combinación de las fases detectadas y parámetro suma de fases:

En este punto se tiene que realizar un algoritmo matemático entre las fases detectadas y los sumatorios de fase para obtener la fase eléctrica de lado del espectro positivo  $\Delta\psi^+ = \phi_2 - \phi_1$  y del negativo  $\Delta\psi^- = \phi_{-1} - \phi_{-2}$

para poder sacar los retardos de grupo  $\tau_g^\pm = -\frac{\Delta\psi^\pm}{2\Delta\omega_m}$ .

A partir de la diferencia de los *bias* elegidos y la diferencia de las fases se obtiene que:

$$\begin{aligned}\Delta\theta_b &= \theta_{bfm_2} - \theta_{bfm_1} = -(\phi_2 + \phi_{-2}) - (\phi_1 + \phi_{-1}) \\ \Delta\Psi &= \Delta\Psi_2 - \Delta\Psi_1 = \frac{(\phi_2 + \phi_{-2})}{2} - \frac{(\phi_1 + \phi_{-1})}{2}\end{aligned}\tag{4.12}$$

La diferencia de fases de las bandas superiores se obtiene como:

$$\Delta\Psi^+ = \phi_2 - \phi_1 = \Delta\Psi - \frac{\theta_b}{2}\tag{4.13}$$

y a partir de esta se puede determinar  $\tau_g^+$ :

$$\tau_g^+ = -\frac{\Delta\psi^+}{2\Delta\omega_m}\tag{4.14}$$

La diferencia de fases de las bandas inferiores se obtiene como:

$$\Delta\Psi^- = \phi_{-1} - \phi_{-2} = \Delta\Psi + \frac{\theta_b}{2}\tag{4.15}$$

y a partir de esta se puede determinar  $\tau_g^-$ :

$$\tau_g^- = -\frac{\Delta\psi^-}{2\Delta\omega_m}$$

(4.16)

Mediante este análisis matemático, se puede comprobar que a partir de dos medidas de la diferencia de fase eléctrica, y la búsqueda de los valores de *bias* que hacen cero la amplitud, para determinar el valor del parámetro suma de fases, se puede determinar el retardo de grupo y el parámetro dispersión, de forma aproximada a una longitud de onda, diferente de la portadora. Por tanto la determinación de los valores de *bias* es importante en este método.

## 4.2 Representación de los ceros utilizando las expresiones genéricas

Para entender las bases del MZSM, el apartado anterior, se han usado las expresiones matemáticas que se derivan de usar la aproximación *small signal*, que usualmente es la que se verifica en los sistemas ópticos de transmisión usando MZM. En este apartado se usaran las expresiones genéricas, para estudiar qué efectos se pueden encontrar en el caso de usar índices de modulación grandes. Estas expresiones son las halladas anteriormente en el capítulo 3, (expresión 3.38 modo asimétrico primer armónico y expresión 3.39 modo asimétrico aproximación *small-signal*).

En la siguiente figura 4.5 se representan los ceros con aproximación *small signal* y sin aproximación (expresión genérica), para diferentes frecuencias. Para 11 GHz en color azul y 11.5 GHz en color verde, las líneas discontinuas son las que utilizan las funciones de *Bessel*, y las continuas son con aproximación *small-signal*. El eje de abscisas representa el voltaje de *bias* que se aplica sobre uno de los electrodos normalizado al voltaje de media onda y en radianes, es decir  $\theta_b = V_b \cdot \frac{\pi}{V_{\Pi}}$  [rad].

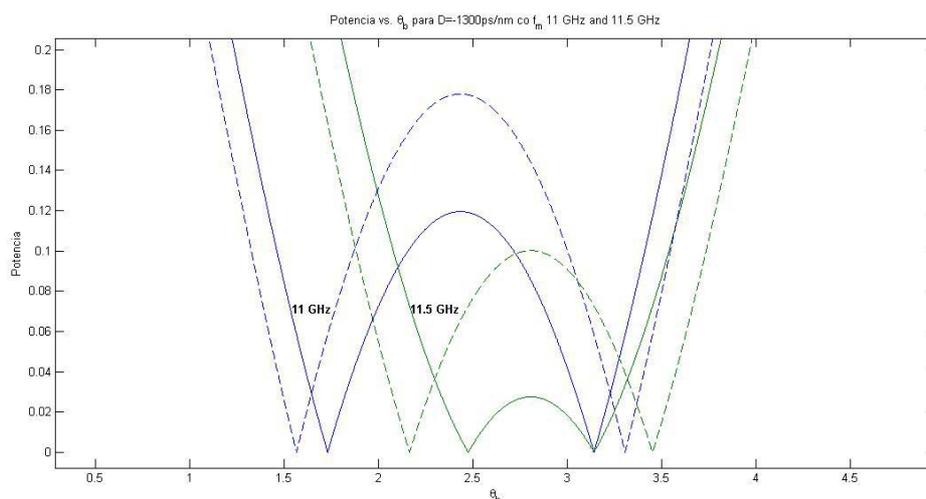


Fig. 4.5- Representación de los ceros fijos y móviles aplicando expresiones genéricas con  $m=0.8$  y aproximación *small signal* ampliada.

Para realizar las graficas se utiliza la FBG del laboratorio, caracterizada anteriormente en el capítulo 2, que presenta un parámetro de dispersión de:  $D=-1300\text{ps/nm}$  (FBG que compensa aproximadamente 80 Km de fibra).

En la figura 4.5, se puede observar, que tanto los ceros “fijos” como móviles, utilizando las expresiones genéricas, sufren un desplazamiento respecto los ceros fijos y móviles utilizando la aproximación *small-signal*.

En el análisis con aproximación *small-signal* se distingue entre ceros fijos y ceros móviles. Los primeros se producen siempre para un mismo valor de *bias* situado, en valor normalizado, en múltiplos impares de  $\pi$ , y por tanto no ofrecen información en cuanto al valor de la dispersión, mientras que los segundos se producen para diferentes valores de *bias*, según el valor de la dispersión y la frecuencia moduladora.

Con el análisis genérico, se observa que para valores elevados del índice de modulación los llamados ceros “fijos” se desplazan en función de la frecuencia moduladora y los ceros móviles también.

### Cuantificación del desplazamiento de los ceros

Si se busca numéricamente, usando la función *fsolve* de Matlab, los ceros de la expresión genérica y los ceros de la aproximación *small signal*, para valores cercanos a un múltiplo impar de  $\pi$ , lo cual correspondería a los ceros que en aproximación se conocen como ‘ceros fijos’, para un modulador asimétrico se obtiene la figura 4.5. Donde se puede ver que para 11 GHz con  $m$  igual a 0.8, utilizando las expresiones genéricas, el primer cero “fijo” se encuentra en 1.565 radianes. Mientras que, utilizando *small signal* este se encuentra en 1.73 radianes. Sin embargo, a 11.5 GHz el primer cero “fijo” para las expresiones genéricas, se encuentra en 2.164 radianes, en cambio, para *small signal* se encuentra en 2.475 radianes.

Con estos valores se pueden calcular los desplazamientos de los ceros fijos:

Para 11 GHz el desplazamiento es de:

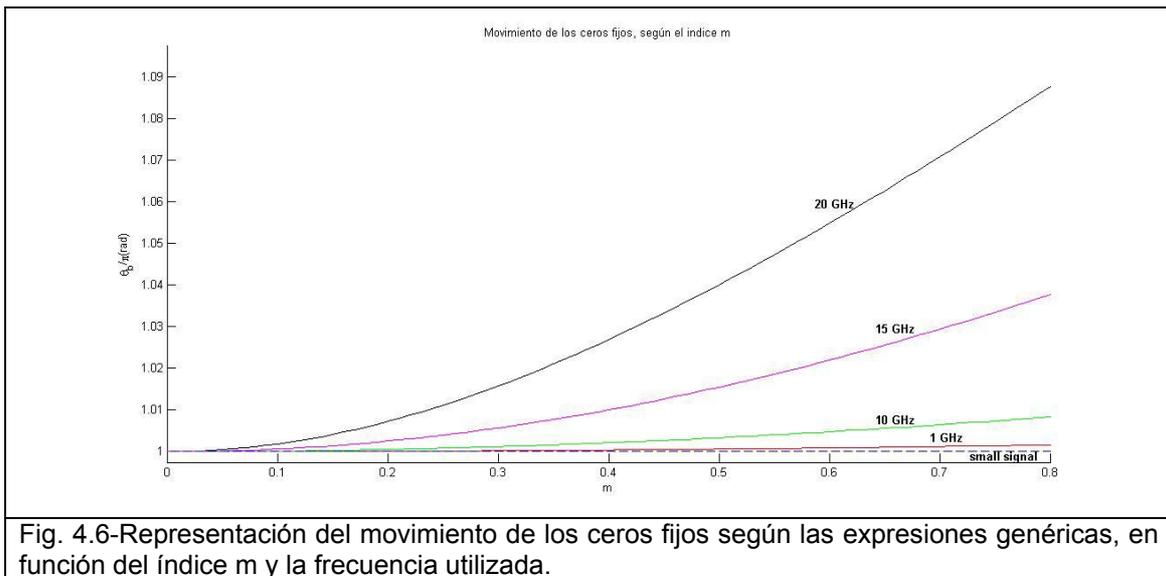
$$\pi - 2.973 = 0.1686 \text{ rad} \rightarrow \text{si } V_\pi = 3V \rightarrow \Delta V = 0.1610V$$

Y para 11,5 GHz es:

$$\pi - 2.824 = 0.3176 \text{ rad} \rightarrow \text{si } V_\pi = 3V \rightarrow \Delta V = 0.3033V$$

A partir de estos cálculos se llega a la conclusión de que cuanto mayor es la frecuencia mayor es el desplazamiento que sufren los ceros fijos.

En la siguiente figura 4.6 se representa la variación de los ceros fijos en función de  $m$  y de la frecuencia, para poder ver exactamente si es significativa la variación de los ceros al aumentar la frecuencia.



Se puede observar (figura 4.6), por un lado, que al aumentar la frecuencia el desplazamiento de los ceros "fijos" cada vez es más significativo. Y por otro lado, se observa que al aumentar el valor de  $m$  también aumenta el desplazamiento, como ya se ha comentado anteriormente. De todos modos este desplazamiento, no es muy relevante en este caso, porque para 20 GHz y  $m=0.8$  este está por debajo del 10%.

Si se observan los ceros móviles en la figura 4.5, se puede ver que también existe un desplazamiento entre los ceros móviles con aproximación *small-signal* y sin aproximación.

Si se comprueba este desplazamiento numéricamente se obtiene que:

Para 11GHz:  $4.719 - 4.529 = 0.19rad \rightarrow$  si  $V_{\pi} = 3V \rightarrow \Delta V = 0.1814V$

Para 11.5GHz:  $4.119 - 3.782 = 0.337rad \rightarrow$  si  $V_{\pi} = 3V \rightarrow \Delta V = 0.3218V$

En cuanto a los llamados ‘ceros móviles’ en la grafica siguiente se representa su desplazamiento para índices de modulación grandes en función de  $m$  y de la frecuencia.

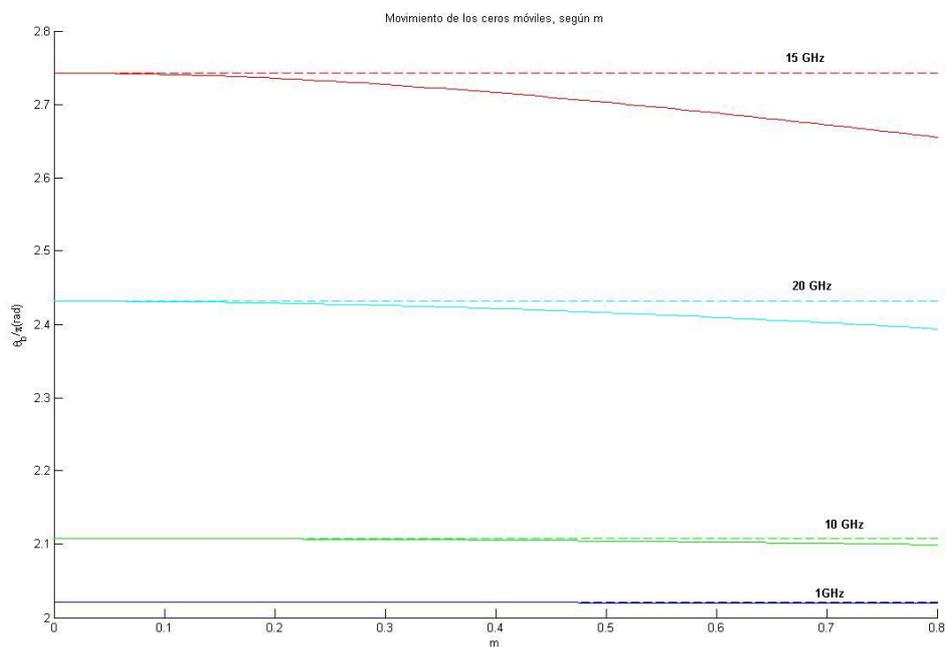


Fig.4.7- Representación de los ceros móviles en función del índice m.

Observando la figura 4.7 se puede ver que, igual que en los ceros fijos, los ceros móviles también se desplazan. Lo curioso de estos ceros es que, no sufren mayor desplazamiento a mayor frecuencia, sino que el desplazamiento va pasando de aumentar al subir la frecuencia, hasta llegar a un desplazamiento máximo, a partir del cual empieza a disminuir hasta que llega a cero y aumenta de nuevo y así progresivamente.

La conclusión de este estudio es que todos los ceros, tanto fijos como móviles, que se obtienen mediante las expresiones genéricas, sufren desplazamiento dependiendo del índice de modulación ( $m < 0,8$ ), y la frecuencia de modulación utilizada.

### 4.3 Cálculos experimentales del MZSM con expresiones genéricas:

En este apartado se estudiará a partir de un sencillo cálculo, basado en la respuesta ideal del FBG, cuál sería el error que se cometería al medir la dispersión utilizando el método de medida de dispersión MZSM a causa del desplazamiento de los ceros, que se produce para los índices de modulación grandes (usando por tanto las expresiones genéricas con funciones de *Besse* sin aproximación), respecto a lo que se obtiene en el caso de usar aproximación *small-signal*.

Si se aproxima la respuesta en fase de la FBG a cada una de las bandas laterales a frecuencia  $f_{m1}$  superior e inferior,  $\phi_1$ ,  $\phi_{-1}$ , respectivamente y  $f_{m2}$ , superior e inferior,  $\phi_2$ ,  $\phi_{-2}$ , respectivamente, mediante un desarrollo en serie de Taylor, se obtiene lo siguiente:

$$\phi_1 = \phi(\omega_0 + \Delta\omega_1) = \phi_{(\omega_0)} + \left. \frac{\delta\phi}{\delta\omega} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega_1 - \left. \frac{\lambda_0^2 \cdot D}{2\pi \cdot c} \right|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega_1^2 \quad (4.17)$$

$$\phi_{-1} = \phi(\omega_0 - \Delta\omega_1) = \phi_{(\omega_0)} - \tau_{g(\omega_0)} \cdot \Delta\omega_1 - \beta_2 \cdot \Delta\omega_1^2$$

$$\phi_2 = \phi(\omega_0 + \Delta\omega_2) = \phi_{(\omega_0)} + \tau_{g(\omega_0)} \cdot \Delta\omega_2 - \beta_2 \cdot \Delta\omega_2^2$$

$$\phi_{-2} = \phi(\omega_0 - \Delta\omega_2) = \phi_{(\omega_0)} - \tau_{g(\omega_0)} \cdot \Delta\omega_2 - \beta_2 \cdot \Delta\omega_2^2 \quad (4.18)$$

Donde:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_1 &= \phi_1 - \phi_{-1} = 2 \cdot \tau_g \cdot \Delta\omega_1 \\ \Delta\phi_2 &= \phi_2 - \phi_{-2} = 2 \cdot \tau_g \cdot \Delta\omega_2 \end{aligned} \quad (4.19)$$

Puesto que la fase eléctrica es:

$$\Delta\Psi^\pm = \frac{\Delta\phi_2 - \Delta\phi_1}{2} \mp (\theta_{b_2} - \theta_{b_1}), \quad (4.20)$$

se obtiene que:

$$\Delta\Psi^{\pm} = \tau_g \cdot (\Delta\omega_2 - \Delta\omega)_1 \mp (\theta_{b_2} - \theta_{b_1}) \quad (4.21)$$

Utilizando la expresión 3.4, el retardo de grupo es:

$$\tau_g^{\pm} = \tau_{g(\omega_0)} \mp \frac{(\theta_{b_2} - \theta_{b_1})}{4\pi(f_2 - f_1)} \quad (4.22)$$

Para calcular el parámetro de dispersión, es necesario un segundo retardo de grupo, por lo tanto los retardos de grupo son  $\tau_{g_1}^{\pm}$  y  $\tau_{g_2}^{\pm}$ , tanto para la parte inferior como superior de la portadora, figura 4.3, son:

$$\begin{aligned} \tau_{g_1}^+(\omega_0 + \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}) &\approx \tau_{g(\omega_0)} - \frac{(\theta_{b_2} - \theta_{b_1})}{4\pi(f_2 - f_1)} \\ \tau_{g_2}^+(\omega_0 + \frac{\omega_3 + \omega_2}{2}) &\approx \tau_{g(\omega_0)} - \frac{(\theta_{b_3} - \theta_{b_2})}{4\pi(f_3 - f_2)} \\ \tau_{g_1}^-(\omega_0 - \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}) &\approx \tau_{g(\omega_0)} + \frac{(\theta_{b_2} - \theta_{b_1})}{4\pi(f_2 - f_1)} \\ \tau_{g_2}^-(\omega_0 - \frac{\omega_3 + \omega_2}{2}) &\approx \tau_{g(\omega_0)} + \frac{(\theta_{b_3} - \theta_{b_2})}{4\pi(f_3 - f_2)} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Si se presta atención sólo en la parte superior de la portadora, se obtiene que la dispersión es:

$$D = \frac{\Delta\tau_g^+}{\Delta\lambda} = \left( \frac{(\theta_{b_3} - \theta_{b_2})}{4\pi(f_3 - f_2)} - \frac{(\theta_{b_2} - \theta_{b_1})}{4\pi(f_2 - f_1)} \right) \cdot \frac{1}{\Delta\lambda} \quad (4.24)$$

Obteniendo los valores numéricos de  $\theta_{b1}$ ,  $\theta_{b2}$  y  $\theta_{b3}$  de la figura 4.8, el parámetro de dispersión es:

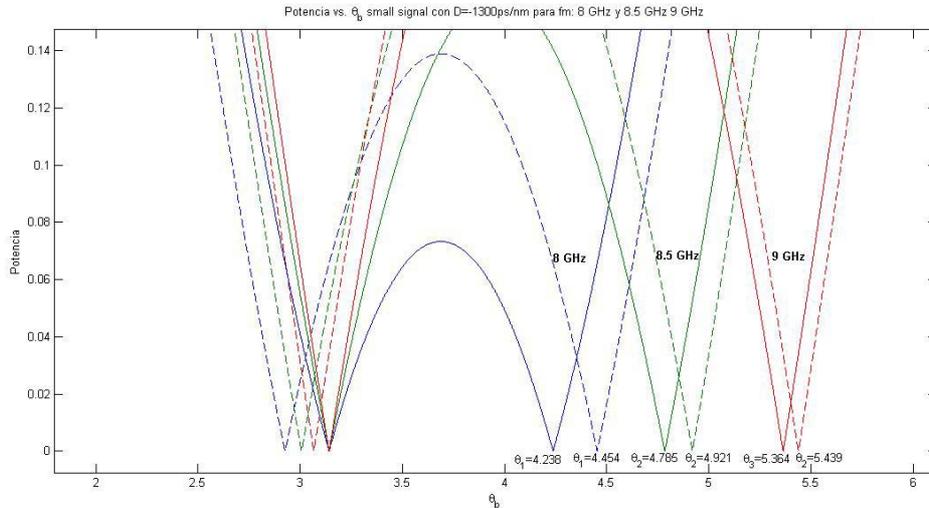


Fig 4.8-Representación de los ceros para 8 GHz, 8.5 GHz y 9 GHz, utilizando aproximación *small signal* y las expresiones genéricas

Para el caso de utilizar *small-signal*, representado con líneas continuas, los resultados son:

$$\begin{array}{lll} \theta_{b1} = 4.238 & \Delta\lambda = -\frac{c}{\lambda_0^2} \cdot \Delta f & f_1 = 8\text{GHz} \\ \theta_{b2} = 4.785 & \Delta f = 500\text{MHz} & f_2 = 8.5\text{GHz} \\ \theta_{b3} = 5.364 & \lambda_0 = 1559\text{nm} & f_3 = 9\text{GHz} \end{array}$$

Por lo tanto, el parámetro de dispersión es:

$$D = -1257.3\text{ps} / \text{nm}$$

En cambio, para las expresiones genéricas, representado por líneas discontinuas, los resultados son:

$$\begin{array}{lll} \theta_{b1} = 4.454 & \Delta\lambda = -\frac{c}{\lambda_0^2} \cdot \Delta f & f_1 = 8\text{GHz} \\ \theta_{b2} = 4.92 & \Delta f = 500\text{MHz} & f_2 = 8.5\text{GHz} \\ \theta_{b3} = 5.439 & \lambda_0 = 1559\text{nm} & f_3 = 9\text{GHz} \end{array}$$

Así pues, el parámetro de dispersión es:

$$D = -2003.8\text{ps} / \text{nm}$$

La conclusión a la que se llega a partir de estos cálculos es que, cuando se trata de expresiones genéricas, las fórmulas halladas para *small-signal* sobre el movimiento de los ceros, tanto fijos como móviles, ref. [7], [8], que predicen donde la amplitud se anula, no sirven, ya que se producen errores significativos al encontrar el parámetro de dispersión. Por lo tanto, este método, MZSM, no sirve cuando se utilizan las expresiones genéricas, esto es cuando el índice de modulación es grande.

## 4.4 Mejoras del MZSM

Se plantean en este apartado posibles mejoras en el MZSM basadas en el estudio anterior.

### 4.4.1 Barrido RF y barrido óptico

El MZSM realiza un barrido de frecuencia moduladora en RF para recorrer el espectro óptico, lo cual resulta muy conveniente desde el punto de vista de la resolución y estabilidad en frecuencia, que se consigue y de la simplificación del montaje necesario. Como contrapartida, el ancho de banda óptico que puede cubrirse de esta manera es limitado. La mayoría de aplicaciones requerirán combinar el barrido fino de RF con un barrido óptico más grueso que permita extender el alcance del barrido de RF manteniendo la buena resolución en frecuencia, como ya se ha explicado en el apartado 3.1.

Las medidas necesarias para este método, es decir, el parámetro sumatorio de fases  $\sum \phi = -\frac{\lambda^2 \cdot D \cdot 2\pi \cdot f_m^2}{c}$  y la diferencia de fases  $\Delta\psi = \frac{\phi^+ - \phi^-}{2} = 360 \cdot D \cdot f_m \cdot \Delta\lambda$ , (expresiones halladas en el capítulo 1 del proyecto). Ambos parámetros dependen directamente de la frecuencia de modulación de manera que, cuanto más alta sea esta, mayor serán los términos a medir y por tanto se podrán medir con más precisión. Consecuentemente los saltos de *bias* también serán mayores y no serán difíciles de medir con exactitud. Además no existiría limitación en los saltos de longitud de onda del láser, que ocurría en el MPSM, debido a que no es necesario que sean muy pequeños.

De este modo, se propone que la combinación del barrido de RF y óptico se entrelace, de forma que a cada portadora, le correspondan moduladoras de valor elevado. Siguiendo el esquema de la figura, la portadora 2 permitiría barrer el espectro en las proximidades de las portadoras 1 y 2, mientras que en las proximidades de la portadora 2 sería cubierta por las portadoras 1 y 2.

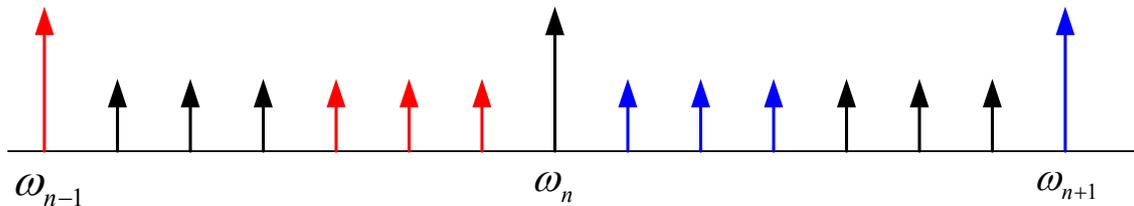


Fig. 4.9-Representación de los barridos con diferentes portadoras

De esta forma se obtendría para cada una de las portadoras un barrido de RF. Generalizando lo anterior, puede decirse que por un lado se cubre la parte izquierda del espectro de la portadora  $n$  cuando se realiza el barrido RF en la portadora  $n-1$  y por otro lado se cubre la parte derecha del espectro cuando se realiza el barrido RF en la portadora  $n+1$ . Este proceso se puede repetir para todas las portadoras que se desee.

#### 4.4.2 Optimización en tiempo

Como se explica en el apartado 3.1 el MZSM necesita conocer los valores de  $\theta_b$ , que hacen que la amplitud de la señal sea cero, y la diferencia de fase, para un vector de frecuencias de modulación, que son las que van barriendo el eje óptico. Puesto que es necesario un NA para determinar la fase, puede aprovecharse la capacidad de este instrumento de hacer barridos en frecuencia. El algoritmo mediante el cual se ha implementado el MZSM se basa en hacer barridos de moduladora usando el NA (ver figura 4.1) para diferentes valores de *bias*.

Lo que ralentiza enormemente el método, es la necesidad de conseguir muy buena resolución en *bias*, debido a que cada cambio de *bias* necesita mucho tiempo para llevarse a cabo. Eso es necesario en la implementación de MZSM comentado en el apartado 3.1, ya que se predefinía el vector de moduladoras que se debe utilizar. Buscar el cero de *bias* con suficiente precisión para cada portadora elegida, requiere mucha resolución en *bias*, a fin de conseguir un cero precisamente a esa frecuencia. Una forma de reducir el tiempo de implementación, sería no predefinir este vector, sino aprovechar los ceros que se producen en cada barrido, para un *bias* cualquiera, y a partir de ahí, ir cambiando el *bias* e ir aprovechando todos los ceros que vayan surgiendo en frecuencia. Será suficiente con que se consigan ceros a frecuencias tan cercanas como para garantizar la resolución que se requiera.

Lo que se propone es, en lugar de buscar los ceros realizando graficas de la potencia detectada en función del *bias* (como se muestra en el apartado 3.1), realizar graficas de la potencia detectada en función de la frecuencia, como las siguientes:

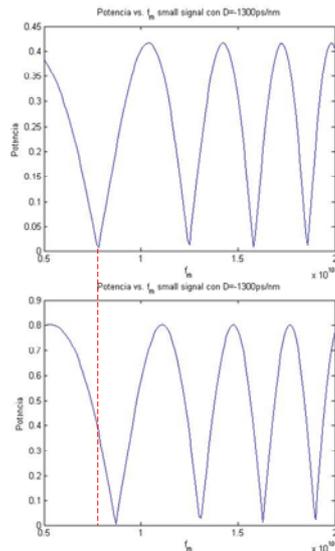


Fig 4.10-Representación de *bias* respecto a frecuencia

Para poder realizar esto la idea es guardar, mediante un programa en *Matlab*, cada uno de los ceros que aparezcan para un barrido de frecuencias, de un *bias* determinado, en una columna diferente de una matriz. Y repetir el experimento para diferentes *bias*, haciendo saltos de *bias* de aproximadamente 1 voltio. Una vez se obtenga la matriz, en cada fila se obtendrá la potencia detectada en función del *bias* para cada frecuencia tal y como se muestra en la siguiente figura:

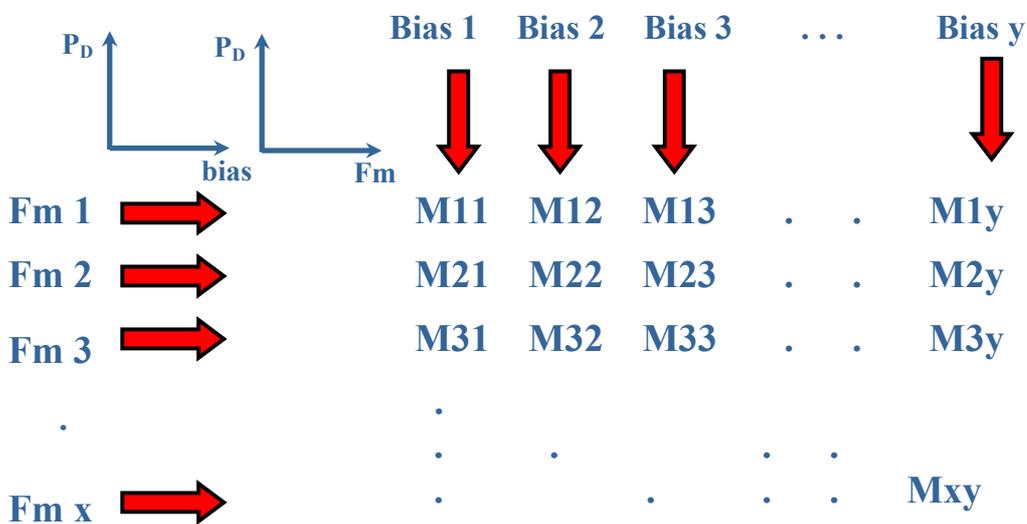


Fig 4.11-Matriz obtenida para los ceros respecto *bias* y frecuencia modulada

La representación que se quiere hacer es la siguiente:

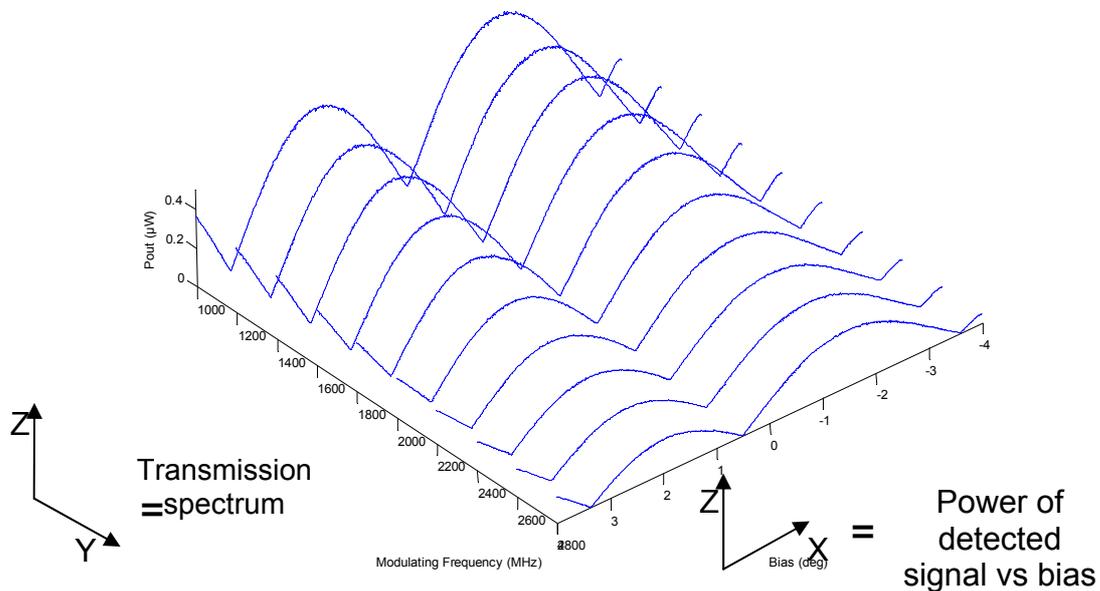


Fig –Representación 3D de la potencia (eje Z), respecto a la frecuencia de modulación (eje Y) y *bias* (eje X).

Donde se representa la potencia detectada en función de la frecuencia y del *bias*.

Uno de los inconvenientes que presenta esta propuesta, es que hay valores de *bias* que no proporcionan información, ya que los valores de *bias* que generan los ceros fijos, que no dependen de la frecuencia, hacen que la potencia detectada sea cero para todas las frecuencias.

## CONCLUSIONES Y LINEAS DE FUTURO

En este proyecto se ha estudiado el fenómeno de dispersión, y especialmente como medir este fenómeno a partir del *Modulation Phase Shift Method* (MPSM), que es el método estándar. Se ha podido comprobar que este método es sencillo de implementar, pero presenta ciertas limitaciones.

Para implementar el MPSM es necesario que los valores de la frecuencia moduladora y los saltos de longitud de onda sean pequeños, para poder aproximar las derivadas, de las expresiones, en incrementos. Si estos valores son muy pequeños, el efecto de ruido en la medida aumenta, con lo que la mayor parte de la medida será ruido. Por tanto es necesario llegar a un compromiso sobre estos valores para cometer el mínimo error posible en la medida.

Este método requiere un láser sintonizable y eso provoca ciertas limitaciones en términos de precisión, ya que este tipo de láseres, tienen un salto de longitud de onda mínimo, que a veces es mayor que el que se desea hacer para realizar la medida con el MPSM.

Otra limitación en cuanto a equipos es que, los cambios de fase producidos para una longitud de onda, deben caer dentro del *alias free* del detector que se use, lo que hace que la frecuencia de modulación y los incrementos de longitud de onda no puedan superar unos valores máximos y como consecuencia existirá un valor dispersión máxima a medir.

El dispositivo más estudiado, en este proyecto, del montaje básico del MPSM, es el modulador de tipo *Mach Zehnder* (MZM), ya que es el dispositivo más complejo, y a partir del cual se pueden realizar las diferentes configuraciones para medir la dispersión, así como buscar el punto de trabajo.

Para poder buscar el punto de trabajo deseado, es necesario hacer la función de transferencia del modulador que se vaya a utilizar. La función de transferencia es la representación gráfica de la salida del modulador respecto a la entrada en términos eléctricos. En esta representación se pueden ver reflejadas las características del modulador, como el voltaje de media onda, el *extinction ratio*, la zona lineal de trabajo...

A partir de la realización, en el laboratorio, de la función de transferencia, se ha podido experimentar, que estas representaciones son inestables y que para realizar una medida es necesario realizar varias representaciones, y de esta forma poder ratificar en todo momento, que el punto donde se esta trabajando es el deseado. Para poder realizar la función de transferencia real, ha sido necesaria la implementación de algunos *scrips* en Matlab, a fin de automatizar el proceso. Es necesario por un lado, realizar un barrido de *bias*, lo que conlleva variar una fuente de alimentación, que en este caso se conectaba al PC mediante conexión RS-232. Y por otro lado para cada cambio de *bias* había que guardar la medida a la salida del detector, mediante una conexión GPIB. Así pues, los *scrips* en Matlab requerían un control RS-232 y otro GPIB.

El DUT, *device under test*, que se ha utilizado para realizar los estudios de este proyecto, ha sido FBG (*fiber bragg gratieng*), que presenta un parámetro de dispersión de -1300 ps/nm, por tanto compensa unos 80 Km. de fibra.

Además, se han realizado matemáticamente expresiones genéricas, para poder contemplar las posibilidades que presenta el montaje básico del MPSM. A partir de ellas, se ha particularizado para los modos de funcionamiento más usuales del MZM, modo *Push Pull* y modo asimétrico. Con las expresiones particularizadas para modo *Push Pull* se han podido comprobar las bases del MPSM y han permitido estudiar otro método de medida de la dispersión, el de *Peucheret*, que en lugar de hacer mediciones de la diferencia de fase, realiza mediciones de amplitud para determinar el sumatorio de fases a diferentes frecuencias. Este método es poco preciso debido a que las frecuencias de medida pueden estar muy lejos las unas de las otras.

Sin embargo, las expresiones para el modo asimétrico han permitido juntar las ideas del MPSM y las de *Peucheret*, para solventar las limitaciones que estos dos métodos presentan. El método que se ha estudiado con estas ideas es el MZSM (*Modulation Zero Shift Method*). Este método mide el parámetro de dispersión a partir de la combinación de las medidas de diferencia de fases y las medidas de la suma de fases, cuando la amplitud es cero. Por tanto es necesario buscar aquellos valores de *bias* que hacen cero la amplitud. Existen ceros fijos que no varían con la frecuencia y los ceros móviles que dependen de la frecuencia.

Los artículos a partir de los cuales se ha estudiado este método, utilizan la aproximación *small signal* que es válida si se utilizan índices de modulación pequeños, lo cual es así en la mayoría de casos. Esta aprox. supone por un lado despreciar bandas laterales en el espectro de la señal óptica a partir de orden 2, y por otro aproximar las funciones de *Bessel* en que se expresa la señal óptica mediante el argumento. Mediante las expresiones genéricas halladas, ha resultado interesante comprobar que efectos provoca sobre este método, la utilización de índices de modulación grandes. Con este análisis genérico se comprueba que los ceros tanto fijos como los móviles sufren un desplazamiento. Cuantificando este desplazamiento se puede ver que los ceros fijos sufren más desplazamiento, cuanto más alta es la frecuencia de modulación y cuanto más grande es el índice de modulación. En cambio, los ceros móviles sufren más o menos desplazamiento según sea el valor de la frecuencia. Es decir, no tienen una dependencia lineal, el desplazamiento y la frecuencia.

Si se realiza un cálculo sencillo del parámetro de dispersión utilizando *small signal* y expresiones genéricas, se puede comprobar que, las fórmulas que se utilizan para predecir donde se encontrarán los ceros utilizando aproximación *small signal*, no sirven cuando se usan expresiones genéricas, ya que existen errores significativos en el cálculo del parámetro de dispersión. La conclusión entonces es que el MZSM no es un método válido para determinar la dispersión si se usan índices de modulación grandes, cercanos a 0.8.

A partir de este proyecto se proponen algunas líneas de futuro. En primer lugar se propone implementar el MPSM a partir del banco de pruebas que se ha montado en el laboratorio.

En segundo lugar, sería interesante poder ver que pasa realmente con los ceros móviles cuando no se utiliza la aproximación *small signal*, analizar detalladamente su comportamiento y explicar su porqué, acotar cuál podría ser el error máximo que puede cometerse en la medida de la dispersión, etc.

En tercer lugar, se propone implementar al MZSM con dos mejoras. Por un lado realizar un barrido electro-óptico para poder hacer medidas, a altas frecuencias con mayor precisión. Y por otro aprovechar todos los ceros que se produzcan en cada barrido de frecuencia para un *bias* determinado y de esta forma no ralentizar el proceso, buscando exactamente el *bias* concreto que se necesita para encontrar en ceros deseado.

Finalmente, en este TFC se han hallado unas expresiones genéricas que ofrecen multitud de nuevas situaciones a explorar para mejorar los métodos de medida de dispersión cromática sobre un esquema experimental robusto, sencillo y fácilmente automatizable. Estas expresiones, junto con el análisis de la dispersión y de los métodos básicos de medida que aquí se han estudiado constituyen una herramienta útil en la definición de nuevos métodos de medida que puedan aplicarse a la monitorización de redes ópticas y a la caracterización de precisa de dispositivos en el laboratorio.



## REFERENCIAS

- [1] **Novel Chromatic Dispersion Measurement Method Over Continuous Gigahertz Tuning Range.** SHIRO RYU, member IEEE, YUKIO HORIUCHI and KIYOFUMI MOCHIZUKI.
- [2] **OPTIMIZATION OF MPSM MEASURES USING SECOND HARMONIC DETECTION.** Electrical Engineering 2008. José Antonio Ibarra Fusté, Maria C. Santos Blanco .
- [3] **Chirp-Inducing Mechanisms in Mach–Zehnder Modulators and Their Effect on 10 Gb/s NRZ Transmission Studied Using Tunable-Chirp Single Drive Devices.** P. Bravetti, G. Ghislotti, and S. Balsamo
- [4] **Chirp Characteristics of Dual-Drive Mach–Zehnder Modulator With a Finite DC Extinction Ratio.** Hoon Kim, *Associate Member, IEEE*, and Alan H. Gnauck, *Senior Member, IEEE*
- [5] **Measurement of small dispersion values in optical components.** C. Peucheret, F. Liu and R.J.S. Pedersen.
- [6] **Estudio e Implantación del Método estándar de Modulación de Fase Desplazada (MPSM) y del nuevo Método de Modulación de Ceros Desplazados (MZSM).** Santa P. De Bernardo Rodi, Universidad Católica Andrés Bello and Marco A. Mitre Gutiérrez, Universidad Católica Andrés Bello.
- [7] **New modulation zero shift method to characterize Fast Group delay ripple of dispersión compensating fiber brag gratings.** Santa P. De Bernardo Rodi, Universidad Católica Andrés Bello, Marco A. Mitre Gutiérrez, Universidad Católica Andrés Bello and Maria C. Santos.
- [8] **Proyecto fin de carrera: Group Delay Mesures at optical frecuencies estándar MPSM and MZSM. Theoretical analisys and numerical simulations.** Santa P. De Bernardo Rodi.