



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA



Máster Universitario
en Tecnologías, Sistemas y
Redes de Comunicaciones

Interleaved and Chirped Array Waveguide Grating

Autor: Bernardo Gargallo Jaquotot

Director: Pascual Muñoz Muñoz

Fecha de comienzo: 1/03/2012

Lugar de trabajo: Grupo de Comunicaciones Ópticas y
Cuánticas del iTEAM

Objetivos – El principal objetivo de este trabajo es el desarrollo de un modelo teórico para describir un array waveguide grating (AWG) con ligeras modificaciones que permiten emplearlo como un bloque fundamental en un receptor coherente homodino con diversidad en fase y polarización.

Metodología – La metodología utilizada, en primer lugar, ha sido la búsqueda exhaustiva en la bibliografía de las diferentes opciones a la hora de implementar un receptor óptico coherente. Posteriormente, se ha elegido la que se ha creído más conveniente en términos de facilidad de implementación así como de posibles funcionalidades con tal implementación. Después, se ha realizado la modificación de las expresiones teóricas, de un modelo de AWG existente, del campo electromagnético a lo largo del dispositivo para describir el funcionamiento requerido. Finalmente, se han programado dichas expresiones para obtener las distintas simulaciones del comportamiento en base al modelo descrito anteriormente.

Desarrollos teóricos realizados – El principal desarrollo teórico hecho en este trabajo consiste en la formulación de las expresiones de un AWG con interleaving y chirp, de forma que se puede obtener los parámetros físicos del dispositivo necesarios para conseguir distintos puntos de enfoque a la salida y variaciones de fase. Además, también se ha comentado cómo el uso de guías con alta birrefringencia puede ayudar a obtener diferentes puntos de enfoque dependiendo de la polarización, obteniendo así un dispositivo también con diversidad en polarización.

Desarrollo de prototipos y trabajo de laboratorio – Al tratarse de un desarrollo teórico, no se han realizado prototipos para la consecución de medidas experimentales, aunque se han realizado las simulaciones oportunas programando las expresiones obtenidas a lo largo del trabajo en el entorno Matlab.

Resultados – Los resultados mostrados a lo largo del trabajo pueden resumirse en: la obtención de un modelo teórico válido para el análisis y diseño de un AWG para un receptor coherente, y la consecución de simulaciones que validan el modelo teórico realizado.

Líneas futuras – El siguiente paso consistirá en la validación del modelo mediante medidas experimentales de un dispositivo integrado diseñado y fabricado siguiendo las expresiones anteriormente descritas. Además, se podrá diseñar el sistema para que pueda ser utilizado también como demultiplexor de varios canales. Finalmente, se extenderá el modelo para incluir el efecto de los errores de fabricación en el dispositivo.

Abstract – The theoretical analysis of an interleaved and chirped array waveguide grating as a polarization-diversity and dual-quadrature coherent receiver is described in this document. The model describes how multiple focusing points per wavelength can be obtained through array interleaving, and with precise phase differences amongst them through chirping. Finally, how the model describes the operation as hybrid and polarization diversity receiver is shown.

Autor: Bernardo Gargallo Jaquotot, [email: bergarja@teleco.upv.es](mailto:bergarja@teleco.upv.es)

Director: Pascual Muñoz Muñoz, [email: pmunoz@iteam.upv.es](mailto:pmunoz@iteam.upv.es)

Fecha de entrega: 17-09-2012

Índice

1. Introducción	4
1.1. Detección heterodina	5
1.2. Detección homodina	6
1.2.1. Detección homodina usando diversidad en fase	6
1.3. Implementaciones de receptores ópticos coherentes	7
1.3.1. Acopladores a 3 dB y desfasador de 90°	8
1.3.2. Uso de MMI como híbrido	8
1.3.3. Acoplador a 3 dB y divisores de polarización	8
1.3.4. Uso de Grating Couplers	9
1.3.5. Interleaved and Chirped Array Waveguide Grating	9
2. Modelo teórico	10
2.1. Principio básico de funcionamiento	10
2.1.1. Zona de Propagación Libre 1	10
2.1.2. Guías del array	11
2.1.3. Zona de Propagación Libre 2	12
2.1.4. Campo en la guía de salida	13
2.2. Descripción interleaving y chirp	14
2.3. Extensión del modelo teórico para un AWG con interleaving y chirp	14
3. Aplicaciones del interleaving en un AWG	17
3.1. Análisis de un AWG estándar mediante el modelo extendido	17
3.1.1. Simulación de un AWG con parámetros reales	18
3.2. Uso del interleaving para obtener un divisor de potencia	19
3.3. Uso del interleaving y el chirp para obtener un híbrido de 90°	24
4. Diseño de un AWG con interleaving y chirp como detector coherente	31
4.1. Modificación para un número arbitrario de entradas	31
4.2. Simulaciones del detector coherente	33
4.3. Uso de varias longitudes de onda	35
4.4. Uso de la birrefringencia para separar ambas polarizaciones	35
5. Conclusiones	36
6. Líneas futuras	37
7. Agradecimientos	37
Referencias	38

1. Introducción

Actualmente, la mayoría de los sistemas de comunicaciones ópticas existentes se basan en la modulación de intensidad y detección directa (*MI – DD*) [1]. Este tipo de sistemas, cuyo esquema se muestra en la Figura 1, se basan en modular en intensidad con una señal de datos la salida de un láser o transmisor óptico. Después de pasar por el enlace, la señal modulada en intensidad pasa a corriente eléctrica a través de un receptor.

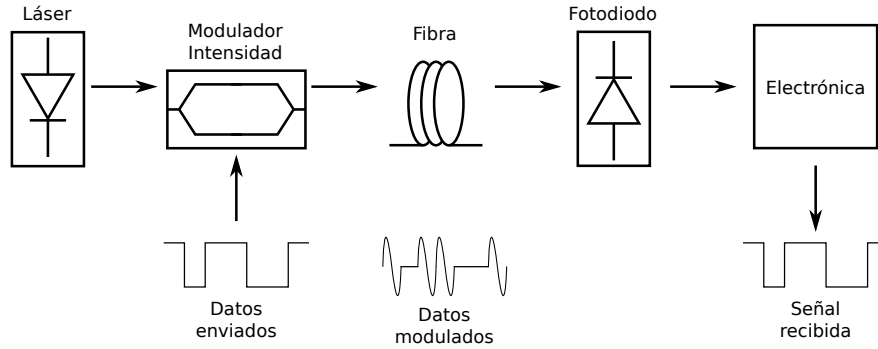


Figura 1: Esquema de un sistema MI-DD

Al igual que ya se hace con la electrónica, se ha planteado la posibilidad de desarrollar sistemas que no sólo puedan ser modulados en intensidad, sino que la información pueda ir modulada en el campo óptico. Esto abre una nueva vía, ya que posibilita la modulación en amplitud, fase y frecuencia de dicho campo óptico. La gran diferencia en este tipo de sistemas radica en que los fotodetectores ópticos sólo son sensibles a la intensidad y no al campo. Por ello, es necesario el uso de un oscilador local cuyo campo combinado con el de la salida del sistema provoca un batido del cual se puede extraer una fotocorriente relacionada con la fase o frecuencia del campo eléctrico.

El esquema básico de un receptor coherente se puede ver en la Figura 2. Básicamente, se combina el campo eléctrico que proviene del enlace y que lleva la información con el campo obtenido de un oscilador local (*OL*). A continuación, se ha realizado un resumen del modelo que se puede encontrar en detalle en las referencias [1] y [2]. Se puede expresar el campo eléctrico que corresponde a la señal de información como:

$$E_S(t) = A_S(t) e^{j\omega_S t} \quad (1)$$

donde $A_S(t)$ representa la amplitud compleja del campo y ω_S su frecuencia angular. Se puede expresar también el campo eléctrico del oscilador local como:

$$E_{OL}(t) = A_{OL} e^{j\omega_{OL} t} \quad (2)$$

siendo A_{OL} la amplitud compleja y constante del campo y ω_{OL} su frecuencia angular. Para ambas expresiones se ha asumido que el estado de polarización es el mismo. También se puede deducir que la relación entre las amplitudes complejas A_S y A_{OL} y la potencia de las señales puede venir dada por $P_S = \frac{|A_S|^2}{2}$ y $P_{OL} = \frac{|A_{OL}|^2}{2}$.

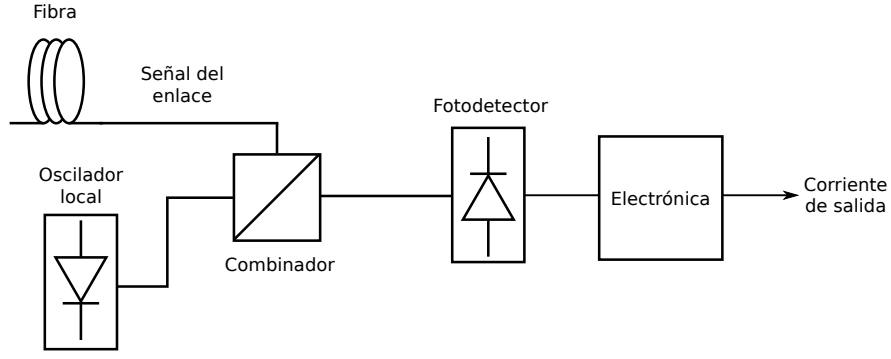


Figura 2: Esquema de un receptor coherente

Si tomamos como elemento combinador un acoplador, obtendremos que para el receptor balanceado mostrado en la Figura 3, el campo eléctrico incidente en los fotodiodos viene dado por:

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_S + E_{OL}) \quad (3)$$

$$E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_S - E_{OL}) \quad (4)$$

y las fotocorrientes de salida se pueden expresar como:

$$I_1(t) = \frac{\mathcal{R}}{2} P_S(t) + \frac{\mathcal{R}}{2} P_{OL} + \mathcal{R} \sqrt{P_S(t) P_{OL}} \cos[\omega_{FI}t + \phi_{sig}(t) - \phi_{OL}(t)] \quad (5)$$

$$I_2(t) = \frac{\mathcal{R}}{2} P_S(t) + \frac{\mathcal{R}}{2} P_{OL} - \mathcal{R} \sqrt{P_S(t) P_{OL}} \cos[\omega_{FI}t + \phi_{sig}(t) - \phi_{OL}(t)] \quad (6)$$

donde $\omega_{FI} = |\omega_S - \omega_{OL}|$, y $\phi_{sig}(t)$ y $\phi_{OL}(t)$ son las fases de la señal transmitida y del oscilador local, respectivamente. Además, \mathcal{R} es la responsividad del fotodiodo que viene dada por:

$$\mathcal{R} = \frac{e\eta}{\hbar\omega_S} \quad (7)$$

siendo \hbar la constante de Planck modificada ($\frac{h}{2\pi}$), e la carga del electrón y η la eficiencia cuántica del fotodiodo. A la salida del detector balanceado obtendremos:

$$I(t) = I_1(t) - I_2(t) = 2\mathcal{R} \sqrt{P_S(t) P_{OL}} \cos[\omega_{FI}t + \phi_{sig}(t) - \phi_{OL}(t)] \quad (8)$$

con $\phi_{OL}(t)$ incluyendo sólo el ruido de fase que varía en el tiempo.

1.1. Detección heterodina

La detección heterodina se da en el caso de que el valor de frecuencia del oscilador local ω_{OL} sea diferente al de la frecuencia de la señal ω_S de tal manera que la frecuencia intermedia $\omega_{FI} = |\omega_S - \omega_{OL}|$ se encuentra en la región de radiofrecuencia. La fase de la señal vendrá dada por $\phi_{sig}(t) = \phi_S(t) + \phi_{sn}(t)$, donde $\phi_S(t)$ es la modulación de fase y $\phi_{sn}(t)$ es el ruido de fase de la señal. En este caso, la salida del receptor vendrá dada por:

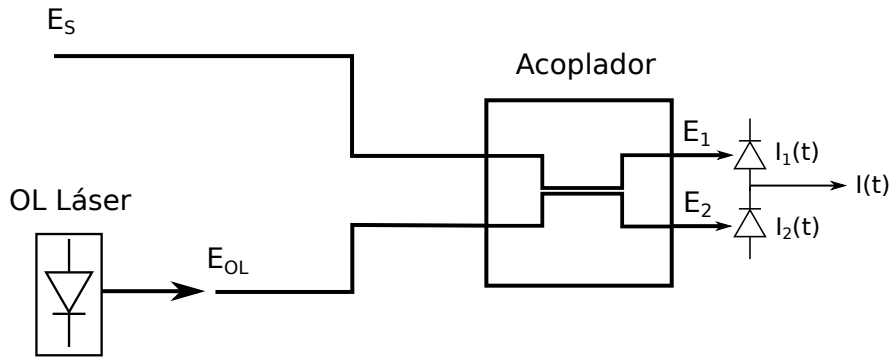


Figura 3: Receptor coherente en configuración balanceada

$$I(t) = 2\mathcal{R}\sqrt{P_S(t)P_{OL}} \cos[\omega_{FI}t + \phi_S(t) + \phi_n(t)] \quad (9)$$

y se puede determinar la amplitud compleja como:

$$I_C(t) = 2\mathcal{R}\sqrt{P_S(t)P_{OL}} e^{j[\phi_S(t) + \phi_n(t)]} \quad (10)$$

donde $\phi_n(t)$ es el ruido total de fase que viene dado por:

$$\phi_n(t) = \phi_{sn}(t) - \phi_{OL}(t) \quad (11)$$

1.2. Detección homodina

El detector homodino se refiere al caso en que la frecuencia del oscilador local ω_{OL} y la frecuencia de la señal ω_S son iguales, de forma que $\omega_{FI} = 0$. En este caso, la corriente en el fotodiodo viene dada por:

$$I(t) = 2\mathcal{R}\sqrt{P_S(t)P_{OL}} \cos[\phi_{sig}(t) - \phi_{OL}(t)] \quad (12)$$

De esta forma, para poder decodificar correctamente el símbolo, la fase $\phi_{OL}(t)$ debe ser igual al ruido de fase $\phi_{sn}(t)$ de forma que $\phi_n(t) = 0$. De cualquier manera, este enganche de fase no es sencillo en la práctica puesto que requiere de un bucle de enganche de fase óptico (OPLL). Además, si observamos la ecuación anterior, de esta forma sólo se obtiene la componente en fase de la señal, dada por la componente del coseno, mientras que la componente en cuadratura no puede ser detectada, ya que viene dada por la componente del seno que no aparece en la ecuación [2].

1.2.1. Detección homodina usando diversidad en fase

Tal y como se ha visto en la Sección anterior, usando un oscilador local cuya fase se enganche sólo podremos obtener la componente en fase, por lo que no es posible extraer toda la información de la señal. Si utilizamos otro oscilador local cuya fase esté rotada 90° con respecto al anterior, es posible extraer toda la información. Esta técnica se realiza normalmente empleando híbridos de 90° , tal y como se muestra en la Figura 4. De esta forma, se puede expresar el campo incidente en cada uno de los fotodiodos de manera que obtenemos [2]:

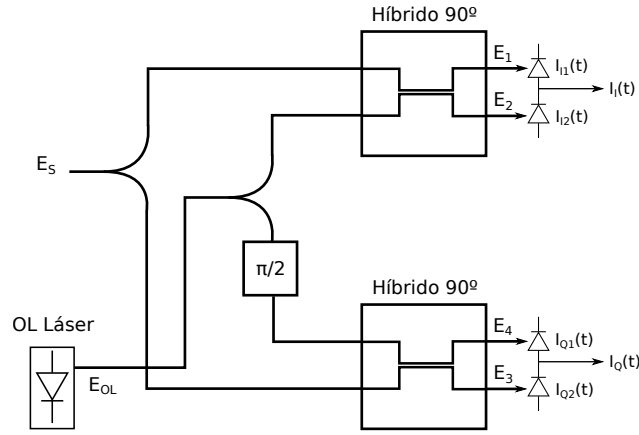


Figura 4: Esquema de un receptor homodino con diversidad de fase

$$E_1 = \frac{1}{2} (E_S + E_{OL}) \quad (13)$$

$$E_2 = \frac{1}{2} (E_S - E_{OL}) \quad (14)$$

$$E_3 = \frac{1}{2} (E_S + jE_{OL}) \quad (15)$$

$$E_4 = \frac{1}{2} (E_S - jE_{OL}) \quad (16)$$

Además, las fotocorrientes obtenidas a la salida de los fotodetectores vienen dadas por:

$$I_I(t) = I_{I1}(t) - I_{I2}(t) = \mathcal{R} \sqrt{P_S(t) P_{OL}} \cos [\phi_{sig}(t) - \phi_{OL}(t)] \quad (17)$$

$$I_Q(t) = I_{Q1}(t) - I_{Q2}(t) = \mathcal{R} \sqrt{P_S(t) P_{OL}} \sin [\phi_{sig}(t) - \phi_{OL}(t)] \quad (18)$$

Utilizando las dos expresiones anteriores es posible obtener la amplitud compleja:

$$I_C(t) = I_I(t) + jI_Q(t) = \mathcal{R} \sqrt{P_S(t) P_{OL}} e^{j[\phi_s(t) + \phi_n(t)]} \quad (19)$$

Así, se puede obtener una equivalencia con la amplitud compleja de la señal óptica excepto por el añadido del ruido de fase. A diferencia del detector homodino convencional que sólo obtiene la componente en fase, este detector llamado con diversidad en fase, puede obtener toda la información de la señal.

1.3. Implementaciones de receptores ópticos coherentes

Una vez realizada una breve introducción a las comunicaciones ópticas coherentes, es necesario realizar una revisión de la literatura acerca de los detectores ópticos coherentes existentes. Como se ha visto anteriormente, el eje fundamental de los detectores coherentes es el híbrido de 90°, de forma que actualmente los esfuerzos están centrados en el diseño de este componente de la forma más óptima posible.

1.3.1. Acopladores a 3 dB y desfaseador de 90°

Un documento que recoge tres tipos de implementaciones es el realizado por Seimetz [3]. La primera posibilidad de las mostradas, consiste en el uso de 4 acopladores a 3 dB y un desfaseador de 90°. El esquema se muestra en la Figura 5. Con este diseño, obtenemos unas relaciones de campo a la salida que vienen dadas por:

$$\begin{bmatrix} E_3 \\ E_1 \\ E_4 \\ E_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} E_S - E_{LO} \\ -jE_S - jE_{LO} \\ -jE_S - jE_{LO}e^{j\frac{\pi}{2}} \\ -E_S + E_{LO}e^{j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} \quad (20)$$

El problema de este tipo de configuración viene dado por la degradación que se producirá si el desfase de 90° no está ajustado correctamente. Por ello, se hace conveniente el uso de un control activo sobre dicho desfase.

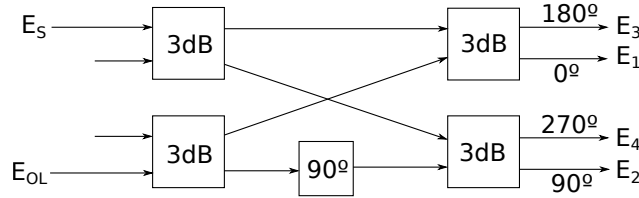


Figura 5: Esquema híbrido con 4 acopladores y desfaseador

1.3.2. Uso de MMI como híbrido

La siguiente posible implementación, consiste en el uso de MMI 4x4. En este caso, la fase obtenida para la salida y usando la entrada x viene determinada por:

$$\psi_{x,y} = \frac{15}{32}\pi - \frac{\pi}{2}(-1)^{x+y} + \frac{\pi}{16} \left[x + y - x^2 - y^2 + (-1)^{x+y} \left(2xy - x - y + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (21)$$

De esta forma, es posible obtener las relaciones propias de un híbrido de 90° usando los pares de entradas 1 y 2, 1 y 3, 2 y 4 ó 3 y 4 [3] [4]. Este modelo ya ha sido probado en laboratorio usando integración en InP con fotodiodos PIN balanceados en el rango de 1520 a 1570 nm consiguiendo buenas prestaciones hasta velocidades de 50 Gbps [5] y usando integración en Silicon on Insulator (SOI) para trabajar en banda C [6].

1.3.3. Acoplador a 3 dB y divisores de polarización

La última técnica mostrada en el documento de Seimetz, consiste en el uso de un divisor a 3 dB y el uso de dos divisores de polarización. El esquema básico se muestra en la Figura 6.

El principal problema de este esquema es la necesidad de que la polarización de la señal recibida debe estar desplazada 45° con respecto a las referencias de polarización de los divisores de polarización, por lo que es necesario un control exhaustivo de la misma.

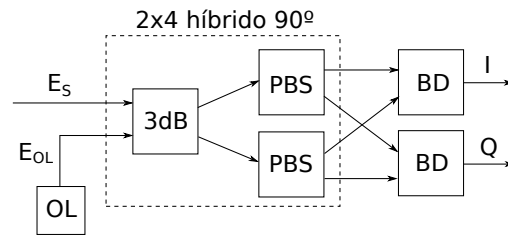


Figura 6: Esquema híbrido con un acoplador y dos PBS

1.3.4. Uso de Grating Couplers

Otra posible implementación reportada por Doerr [7], es la basada en grating couplers formados por agujeros en las guías de forma que se obtiene un divisor 50/50 y además se separa en polarización. De esta forma, usando MMIs y termo-ópticos para ajustar la fase se consigue el comportamiento como receptor coherente para dos polarizaciones. Se ha testado un chip fabricado en SOI y con fotodetectores de Ge, llegando a conseguir buenas prestaciones a velocidades de 43 y 112 Gbps.

1.3.5. Interleaved and Chirped Array Waveguide Grating

La última implementación revisada en la literatura consiste en utilizar un tipo especial de Array Waveguide Grating al que se le han realizado algunas modificaciones. Los primeros reportes de implementación de AWG modificados para obtener funcionalidades especiales se muestran en [8] y [9]. En el citado artículo, se muestra el uso de dos AWG en los que se ha añadido “interleaving” y “chirp”. Básicamente, se introduce un incremento diferente entre las distintas guías del array del AWG y, además, se introduce un patrón de incrementos o decrementos de longitud en las guías. De esta forma, se obtienen réplicas de la señal no sólo en un punto de enfoque sino en varios, y mediante dispositivos desfasadores se obtiene un enrutador.

Más tarde, Doerr demostró experimentalmente en [10] y [11], el uso de este tipo de AWG como detector coherente. Se obtiene un dispositivo capaz de funcionar como demultiplexor, híbrido a 90° y, mediante el uso de guías con alta birrefringencia, separar ambas polarizaciones. De esta forma, es un dispositivo compacto que proporciona todas las funcionalidades necesarias para detección coherente, pero a diferencia de todas las implementaciones descritas se incluye la funcionalidad de demultiplexación en el dominio de la longitud de onda, de forma que el receptor así diseñado opera de forma (WDM de “Wavelength Division Multiplexing”) compacta para N canales de información en paralelo. Mediante su integración en InP junto con fotodetectores balanceados se ha demostrado su uso hasta 4x43 Gbps.

Esta última implementación realizada es en la que se centra este Trabajo Fin de Máster debido a que no hay ningún estudio teórico que asiente las bases para el diseño de estos dispositivos y que lo describa mediante ecuaciones, además de que es capaz de realizar de forma pasiva todas las funcionalidades necesarias como receptor coherente.

2. Modelo teórico

2.1. Principio básico de funcionamiento

La Figura 7 muestra el esquema típico de un array waveguide grating (AWG) [12] [13]. El principio básico de funcionamiento consiste en que un haz de luz entra por la guía de entrada y llega hasta el interfaz entre la propia guía y la primera zona de propagación libre o free propagation region (FPR1). En ese interfaz, la luz deja de estar guiada y se difracta. Este haz difractado llega al final de la FPR1 y se acopla en las diferentes guías del array intermedio o array waveguide (AW). Estas guías están diseñadas con un incremento entre ellas que es múltiplo de la longitud de onda central a la cual se diseña el dispositivo. Este hecho provoca que las diferentes longitudes de onda tengan un desfase diferente en cada una de las guías del array, de forma que la segunda zona de propagación libre las enfocará en diferentes puntos a la salida [12].

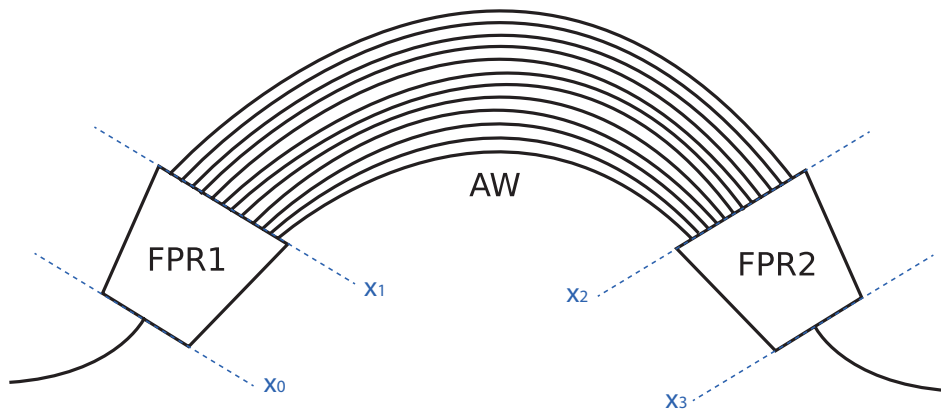


Figura 7: Esquema de un AWG

Como ejemplo, en la Figura 8 se representa un AWG para diferentes longitudes de onda. En la Figura 8-(b) se representa el comportamiento del dispositivo para la longitud de onda central. Cuando introducimos esta longitud de onda por la guía de entrada, el campo queda enfocado en la guía central de salida. Para longitudes de onda menores (Figura 8-(a)), el campo quedará enfocado en las guías de salida situadas por encima de la guía central. Finalmente, para longitudes de onda mayores (Figura 8-(c)), el campo se enfocará en las guías situadas por debajo de la central.

En las Secciones 2.1.1 a 2.1.3 se resume el modelo para un AWG descrito con detalle en las referencias [14] y [15], ya que este modelo se tomará como base en las siguientes secciones de este Trabajo Fin de Máster.

2.1.1. Zona de Propagación Libre 1

El campo en la guía de entrada se puede aproximar por una función Gaussiana normalizada:

$$b_i(x_0) = \sqrt[4]{\frac{2}{\pi\omega_i^2}} e^{-\left(\frac{x_0}{\omega_i}\right)^2} \quad (22)$$

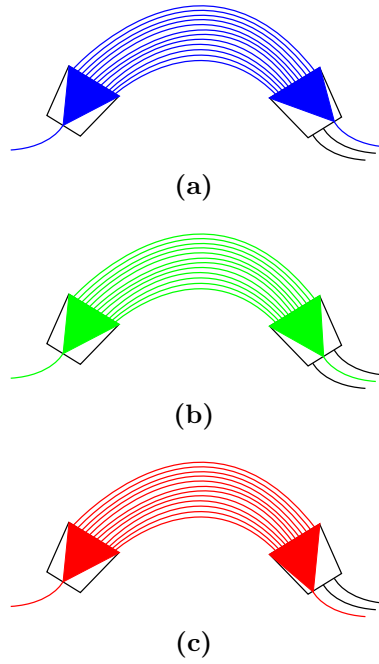


Figura 8: Enfoque para las diferentes longitudes de onda

La distribución de campo en el plano focal x_1 , vendrá dada por la transformada de Fourier del campo a la entrada:

$$B_i(x_1) = \sqrt[4]{2\pi \frac{\omega_i^2}{\alpha^2}} e^{-\left(\pi \omega_i^2 \frac{x_1}{\alpha}\right)^2} \quad (23)$$

siendo α un término que dependerá de la frecuencia ν , del índice de refracción de la zona de propagación libre n_s y de la distancia focal L_f :

$$\alpha = \frac{cL_f}{n_s \nu} \quad (24)$$

2.1.2. Guías del array

La amplitud del modo fundamental en la posición central de la FPR1 se puede aproximar como:

$$a_0 = \sqrt[4]{2\pi \omega_g^2} B_i(x=0) \quad (25)$$

De esta forma, el campo en la guía central se puede expresar como:

$$E_t(x) = a_0 b_g(x) \quad (26)$$

Esto se puede extender fácilmente a las N guías del array mediante la expresión:

$$f(x) = \sqrt[4]{2\pi \omega_g^2} \sum_r B_i(rd_\omega) b_g(x - rd_\omega) \quad (27)$$

Tomando un número de guías del array igual a N , se puede reformular la expresión anterior para obtener:

$$f_1(x_1) = \sqrt[4]{2\pi w_g^2} \left[\prod \left(\frac{x_1}{Nd_\omega} \right) B_i(x_1) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_1 - rd_\omega) \right] \star b_g(x_1) \quad (28)$$

Si expresamos el desfase producido debido al camino recorrido, obtenemos la expresión:

$$n_s d \sin(\theta_i) + n_c \Delta L + n_s d \sin(\theta_o) = m\lambda \quad (29)$$

donde n_c es el índice efectivo de las guías del array, n_s el índice efectivo de las zonas de propagación libre, ΔL el incremento entre dos guías consecutivas del array, d es la separación entre los centros de las guías del array, θ el ángulo que forma el puerto de entrada o salida respecto a la línea central del FPR y m el orden de grating [12].

Como ya se ha comentado, el dispositivo se diseña para una longitud de onda central, de forma que si esta longitud de onda se introduce por la guía de entrada, saldrá por la guía central de salida. De esta forma, se obtiene que:

$$\Delta L = \frac{m\lambda_0}{n_c} \quad (30)$$

De esta forma, el campo a la salida de las guías del array se puede expresar como:

$$f_2(x_2, \nu) = \sqrt[4]{2\pi w_g^2} \left[\prod \left(\frac{x_2}{Nd_\omega} \right) B_i(x_2) \delta_\omega(x_2) \phi(x_2, \nu) \right] \star b_g(x_2) \quad (31)$$

donde $\phi(x_2, \nu)$ se define como:

$$\phi(x_2, \nu) = \psi(\nu) e^{-j2\pi m \frac{\nu}{\nu_0} \frac{x_2}{d_\omega}} \quad (32)$$

y $\psi(\nu)$ se expresa:

$$\psi(\nu) = e^{-j2\pi\nu \left(\frac{ncL_0}{c} + \frac{mN}{2\nu_0} \right)} \quad (33)$$

y el sumatorio de deltas $\delta_\omega(x_2)$ se define:

$$\delta_\omega(x_2) = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_2 - rd_\omega) \quad (34)$$

2.1.3. Zona de Propagación Libre 2

La segunda zona de propagación libre actúa de forma similar a la primera, de forma que el campo a la salida se puede obtener como la transformada de Fourier del campo incidente. De esta forma, se puede calcular obteniendo:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi \frac{w_g^2}{\alpha^2}} \left[\text{sinc} \left(Nd_\omega \frac{x_3}{\alpha} \right) \star b_i(x_3) \star \Delta_\omega(x_3) \star \Phi(x_3, \nu) \right] B_g(x_3) \quad (35)$$

con las diferentes partes que forman la expresión:

$$\text{sinc} \left(Nd_\omega \frac{x_3}{\alpha} \right) = \mathcal{TF} \left\{ \prod \left(\frac{x_2}{Nd_\omega} \right) \right\} \Big|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} \quad (36)$$

$$b_i(x_3) = \mathcal{TF} \{B_i(x_2)\}|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} = \sqrt[4]{\frac{2}{\pi\omega_i^2}} e^{-\left(\frac{x_3}{\omega_i}\right)^2} \quad (37)$$

$$\Delta_\omega(x_3) = \mathcal{TF} \{\delta_\omega(x_2)\}|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta\left(x_3 - \frac{r\alpha}{d_\omega}\right) \quad (38)$$

$$\Phi(x_3, \nu) = \mathcal{TF} \{\phi(x_2, \nu)\}|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} = \psi(\nu) \delta\left(x_3 + \frac{\alpha m}{d_\omega \nu_0} \nu\right) \quad (39)$$

$$B_g(x_3) = \mathcal{TF} \{b_g(x_2)\}|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} = \sqrt[4]{2\pi\omega_g^2} e^{-\left(\pi\omega_g \frac{x_3}{\alpha}\right)^2} \quad (40)$$

2.1.4. Campo en la guía de salida

El campo acoplado en las guías de salida puede obtenerse mediante la integral de solapamiento:

$$t_{0,q}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_3(x_3, \nu) b_o(x_3 - qd_o) \partial x_3 \quad (41)$$

donde q es el número de la guía de salida y d_o es la separación entre las guías de salida.

2.2. Descripción interleaving y chirp

Volviendo a la ecuación (29), se puede ver que hay un periodo angular en el patrón de radiación a la salida si el ángulo de difracción θ_o es relativamente pequeño [9]. Este periodo angular es conocido como zona de Brillouin, cuya anchura viene dada por:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{n_s d} \quad (42)$$

Normalmente, sólo la zona comprendida entre $-\frac{\Delta\theta}{2}$ y $\frac{\Delta\theta}{2}$, conocida como zona central de Brillouin, se utiliza en el AWG ya que es donde se concentra la mayor parte de la energía. Si consideráramos ahora un AWG con N guías en el array, podríamos dividir este grupo de guías en M subarrays, de forma que el subarray 1 estaría formado por las guía 1, $1+M$, $1+2M$, ... y así sucesivamente para cada subarray. Si consideramos el conjunto completo de las guías, obtendremos que la anchura de la zona de Brillouin será la obtenida en la ecuación (42), pero en el caso de eliminar todos los subarrays menos uno, el incremento entre las guías pasará a ser $M\Delta l$ y la anchura de la zona de Brillouin pasará ahora a ser:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Mn_s d} \quad (43)$$

de forma que se ha reducido la anchura de la zona de Brillouin por un factor M , de forma que la zona central de Brillouin original se divide en M nuevas zonas de Brillouin, una por cada subgrating. De esta forma, podemos usar este término Δl de incremento entre las guías del array, de forma que tengamos para cada subgrating un Δl diferente y el campo sea enfocado en diferentes puntos. Esta técnica se denomina “interleaving” [8] [9] [11]. Mediante el uso de este parámetro, podemos obtener nuevas funcionalidades de divisor añadidas al AWG.

Por otro lado, es posible añadir un patrón de longitudes a las guías del array que se repita cada P guías. Este patrón de longitudes añadidas conlleva una variación de la fase a la salida del AWG, de forma que es posible calcular el patrón necesario para obtener las fases necesarias a la salida para un tipo determinado de aplicación como puede ser un híbrido de 90° [8] [11]. Esta técnica se denomina “chirp”. En el caso particular en que se centra este Trabajo Fin de Máster, se ha asumido que este patrón aplicado a las guías tiene una longitud igual al número de subgratings M , ya que es posible obtener la funcionalidad de híbrido de 90° requerida para un detector coherente usando un patrón con esta longitud [8] [11], aunque se pueden utilizar patrones de cualquier tamaño.

2.3. Extensión del modelo teórico para un AWG con interleaving y chirp

A continuación, se ha procedido a utilizar el modelo teórico propuesto en la Sección 2.1 extendiéndolo al caso de implementar un AWG con interleaving y chirp. El campo a la entrada se puede expresar como:

$$f_1(x_1) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \mathcal{TF} \{f_0(x_0)\}_{u=\frac{x_1}{\alpha}} \quad (44)$$

con α :

$$\alpha = \frac{cL_f}{n_c \nu} \quad (45)$$

El campo a la entrada del array de guías, para un AWG de M arrays intercalados, se puede expresar como:

$$f_1(x_1) = \sqrt[4]{2\pi\omega_g^2} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\prod \left(\frac{x_1}{\frac{N}{M} M d_\omega} \right) B_i(x_1) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_1 - Mrd_\omega - kd_\omega) \right] \star b_g(x_1) \quad (46)$$

La longitud de las guías para cada uno de los subgratings se puede expresar como:

$$l_{r,k} = l_{0,k} + \Delta l_k \left(r + \frac{N}{2M} \right) \quad (47)$$

donde $l_{0,k}$ representa la longitud de la guía inicial y Δl_k el incremento de cada una de las guías con la anterior para el subarray k , mientras que el subíndice r es el número de orden de la guía dentro de un subarray. Estos dos parámetros son los más importantes de esta modificación del modelo básico del AWG, que permitirá describir nuevas funcionalidades. El término Δl_k , permite introducir un incremento entre las guías del array diferente para cada uno de los subarrays, lo que permite mover el punto de enfoque a la salida, como se verá más adelante. Esta modificación del incremento es lo que anteriormente se ha comentado que se ha denominado “interleaving”. El otro término, $l_{0,k}$, permite modificar para cada uno de los subarrays las diversas longitudes de las guías, de forma que se puede introducir un incremento o decremento que repercutirá en un desfase diferente para cada subarray como se verá posteriormente. Esta variación es el denominado “chirp”. El desfase producido por cada una de las guías debido a su longitud vendrá dado por:

$$\phi_{r,k}(\nu) = e^{-j\beta l_{r,k}} = e^{-j\beta(l_{0,k} + \Delta l_k(r + \frac{N}{2M}))} \quad (48)$$

El campo a la salida de las guías del array se puede expresar como:

$$f_2(x_2) = \sqrt[4]{2\pi\omega_g^2} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\prod \left(\frac{x_2}{N d_\omega} \right) B_i(x_2) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \phi_{r,k}(\nu) \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) \right] \star b_g(x_2) \quad (49)$$

Trabajando con parte de la expresión anterior:

$$\begin{aligned} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \phi_{r,k}(\nu) \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) &= \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j\beta(l_{0,k} + \Delta l_k \frac{N}{2M})} e^{-j\beta \Delta l_k r} \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) = \\ &= \psi_k(\nu) e^{-j\beta \Delta l_k \frac{x_2}{M d_\omega}} e^{j\beta \Delta l_k \frac{k}{M}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) = \\ &= \phi_k(x_2, \nu) e^{j\beta \Delta l_k \frac{k}{M}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) \end{aligned} \quad (50)$$

siendo $\phi_k(x_2, \nu)$:

$$\phi_k(x_2, \nu) = \psi_k(\nu) e^{-j\beta\Delta l_k \frac{x_2}{Md_\omega}} \quad (51)$$

y $\psi_k(\nu)$:

$$\psi_k(\nu) = e^{-j\beta(l_{0,k} + \Delta l_k \frac{N}{2M})} \quad (52)$$

se puede reformular la expresión (49) de la siguiente forma:

$$f_2(x_2, \nu) = \sqrt[4]{2\pi\omega_g^2} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\prod \left(\frac{x_2}{Nd_\omega} \right) B_i(x_2) \phi_k(x_2, \nu) \delta_{\omega,k}(x_2) e^{j\beta\Delta l_k \frac{k}{M}} \right] \star b_g(x_2) \quad (53)$$

siendo $\delta_{\omega,k}(x_2)$:

$$\delta_{\omega,k}(x_2) = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) \quad (54)$$

De esta forma, el campo a la salida de la segunda zona de propagación libre se puede expresar como:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi\frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \sum_{k=0}^{M-1} \left[\text{sinc} \left(Nd_\omega \frac{x_3}{\alpha} \right) \star b_i(x_3) \star \Phi_k(x_3, \nu) \star \Delta_{\omega,k}(x_3) e^{j\beta\Delta l_k \frac{k}{M}} \right] \quad (55)$$

con las siguientes funciones que componen la expresión (55):

$$\Phi_k(x_3, \nu) = \mathcal{TF} \left\{ \psi_k(\nu) e^{-j\beta\Delta l_k \frac{x_2}{Md_\omega}} \right\} \Big|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} = \psi_k(\nu) \delta \left(x_3 + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{cMd_\omega} \right) \quad (56)$$

$$\Delta_{\omega,k}(x_3) = \mathcal{TF} \left\{ \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(x_2 - Mrd_\omega - kd_\omega) \right\} \Big|_{u=\frac{x_3}{\alpha}} = \frac{1}{M} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi k d_\omega \frac{x_3}{\alpha}} \delta \left(x_3 - r \frac{\alpha}{Md_\omega} \right) \quad (57)$$

La expresión final del campo a la salida:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi\frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\psi_k(\nu) e^{j\beta\Delta l_k \frac{k}{M}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{k}{M}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{Md_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{cMd_\omega} \right) \right] \quad (58)$$

Se puede reformular la ecuación anterior para obtener el campo a la salida de la segunda zona de propagación libre en función de la coordenada espacial x_3 :

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi\frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\psi_k(\nu) e^{-j2\pi k \frac{d_\omega}{\alpha} x_3} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{Md_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{cMd_\omega} \right) \right] \quad (59)$$

y finalmente, el campo en las guías de onda de salida se calcula análogamente a la expresión vista en la Sección 2.1.4.

3. Aplicaciones del interleaving en un AWG

3.1. Análisis de un AWG estándar mediante el modelo extendido

En esta sección se analiza un AWG con configuración tradicional, mediante el modelo extendido. Esto se realiza con el objetivo de corroborar que el modelo extendido (general) produce el resultado esperado para un diseño tradicional de un único array. En este caso en particular, utilizaremos las expresiones anteriores para analizar un AWG estándar en el caso de tener 4 subgratings. Se pueden expresar las longitudes de las guías de cada uno de los subarrays como:

$$l_{r,0} = l_0 + 4\Delta l \left(r + \frac{N}{2 \cdot 4} \right) \quad (60)$$

$$l_{r,1} = l_0 + \Delta l + 4\Delta l \left(r + \frac{N}{2 \cdot 4} \right) \quad (61)$$

$$l_{r,2} = l_0 + 2\Delta l + 4\Delta l \left(r + \frac{N}{2 \cdot 4} \right) \quad (62)$$

$$l_{r,3} = l_0 + 3\Delta l + 4\Delta l \left(r + \frac{N}{2 \cdot 4} \right) \quad (63)$$

De esta forma, la expresión general a la salida del AWG, tomando la ecuación (58) y particularizando con las expresiones (60) a (63), se puede expresar como:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi \frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \frac{1}{4} \sum_{k=0}^3 \left[\psi_k(\nu) e^{j\beta \Delta l_k \frac{k}{M}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{k}{4}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{4d_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c4d_\omega} \right) \right] \quad (64)$$

donde los términos del sumatorio, para los distintos valores de k son:

$$k = 0 \quad \psi_0(\nu) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{4d_\omega} + \frac{n_c \nu 4 \Delta l \alpha}{c4d_\omega} \right) \quad (65)$$

$$k = 1 \quad \psi_1 e^{j\beta \Delta l_1 \frac{1}{4}}(\nu) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{1}{4}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{4d_\omega} + \frac{n_c \nu 4 \Delta l \alpha}{c4d_\omega} \right) \quad (66)$$

$$k = 2 \quad \psi_2 e^{j\beta \Delta l_2 \frac{2}{4}}(\nu) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{2}{4}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{4d_\omega} + \frac{n_c \nu 4 \Delta l \alpha}{c4d_\omega} \right) \quad (67)$$

$$k = 3 \quad \psi_3 e^{j\beta \Delta l_3 \frac{3}{4}}(\nu) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{3}{4}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{4d_\omega} + \frac{n_c \nu 4 \Delta l \alpha}{c4d_\omega} \right) \quad (68)$$

y ello permite reformular $\psi_k(\nu)$ de la siguiente manera:

$$\psi_k(\nu) = e^{-j\beta(l_0 + k\Delta l + 4\Delta l(r + \frac{N}{2 \cdot 4}))} \quad (69)$$

y con ello la expresión final teniendo en cuenta que $\Delta l_k = 4\Delta l$ y tomando las expresiones (64) y (69) queda:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi \frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \frac{1}{4} \sum_{k=0}^3 \left[e^{-j\beta(l_0 + 4\Delta l(r + \frac{N}{2.4}))} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{k}{4}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{4d_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c4d_\omega} \right) \right] \quad (70)$$

Se comprueba que, si bien la ecuación (70) es diferente a la ecuación (35), el resultado de evaluar la expresión es el mismo, como se detalla a continuación, tal y como se planteó al principio de esta sección. El análisis de un AWG con diseño tradicional (1 array) mediante la formulación de “interleaving”, muestra cómo cada subarray contribuye al campo final, teniéndose aparentemente M zonas de Brillouin, por cada una del análisis tradicional. Sin embargo, las relaciones de fases entre los campos de los subarrays muestran cómo la interferencia final únicamente contiene una zona de Brillouin (por cada M). Esto se muestra gráficamente continuación con un ejemplo en la siguiente Sección.

3.1.1. Simulación de un AWG con parámetros reales

Para comprobar el resultado anterior, se ha simulado un AWG del que se tienen los parámetros de diseño. Estos parámetros se muestran en la Tabla 1.

λ_c	1550 nm
n_c	2.6916
n_s	2.8495
$\Delta\nu$	100 GHz
$w_{i,g,o}$	0.8 μm
d_ω	2.2 μm
N	120 guías
l_0	0 μm

Tabla 1: Parámetros de diseño del AWG

El campo a la salida de la segunda zona de propagación libre puede verse en la Figura 9. Como se puede observar, el campo a la salida tiene 4 zonas de Brillouin con respecto del caso estándar. Esto es debido al uso de los 4 subgratings, aunque se aprecia como la suma total de las contribuciones hace que obtengamos a la salida la misma respuesta que si el AWG fuera analizado de la manera estándar. Este hecho es provocado por las diferentes relaciones de fase en el campo de cada subgrating, de forma que para los órdenes en los cuales hay campo a la salida en el caso de un AWG estándar, se produce una suma constructiva de ellos obteniendo campo a la salida. Por otro lado, para los órdenes que no aparecían en el caso estándar, las relaciones de fase hacen que se combinen destructivamente, tal y como se puede ver en la referencia [8]. Este hecho concuerda con el estudio teórico realizado anteriormente, en el cual en cada una de las zonas de enfoque se obtiene un desfase que depende del subgrating que está siendo analizado.

Se han utilizado 22 guías a la salida, de las cuales se ha representado la potencia obtenida en la Figura 10. Estas guías se encuentran situadas en las posiciones angulares que vienen dadas en la Tabla 2. Se puede ver cómo para cada una de las guías de salida tenemos uno de

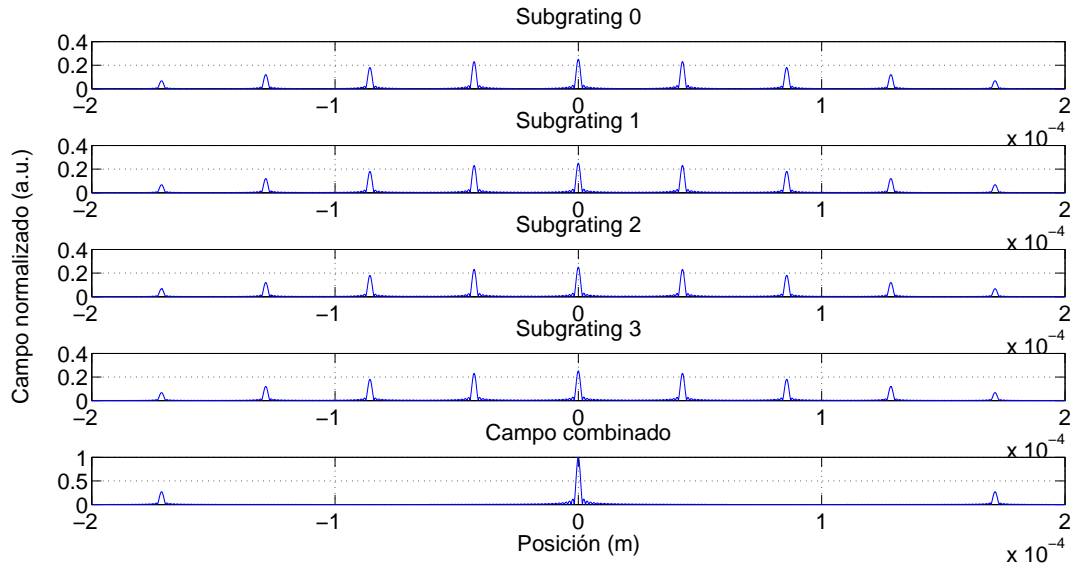


Figura 9: Campo normalizado a la salida de FPR2 para λ_c

183.21	182.89	182.57	182.24	181.92
181.60	181.28	180.96	180.64	180.32
180.00	179.68	179.36	179.04	178.73
178.41	178.09	177.78	177.46	177.15
176.83	176.51			

Tabla 2: Posiciones angulares de las guías de salida

los canales separado 0.8 nm del resto. Además, el diseño se ha realizado para que la longitud de onda central, 1550 nm, obtenga la máxima transferencia de potencia en la guía central de salida.

3.2. Uso del interleaving para obtener un divisor de potencia

Si analizamos la expresión (58), se puede ver que variando el incremento utilizado en cada uno de los arrays conseguiremos obtener el campo a la salida enfocado en diferentes puntos. En el caso de un AWG estándar, este incremento se diseña para que la longitud de onda central elegida salga por la guía central de salida situada en el medio de la zona de propagación libre 2. En el caso de querer obtener un divisor de potencia, basta con diseñar estos incrementos para que el campo quede enfocado en aquellos puntos que nos sean de interés. Como ejemplo, se ha vuelto a utilizar un AWG con 4 subarrays. Las guías de salida se han situado en las posiciones marcadas en la Tabla 3.

Sabiendo que la posición donde obtendremos el campo enfocado en el plano de salida viene dada, según la expresión (58), por:

$$x_3 - r \frac{\alpha}{M d_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c M d_\omega} \quad (71)$$

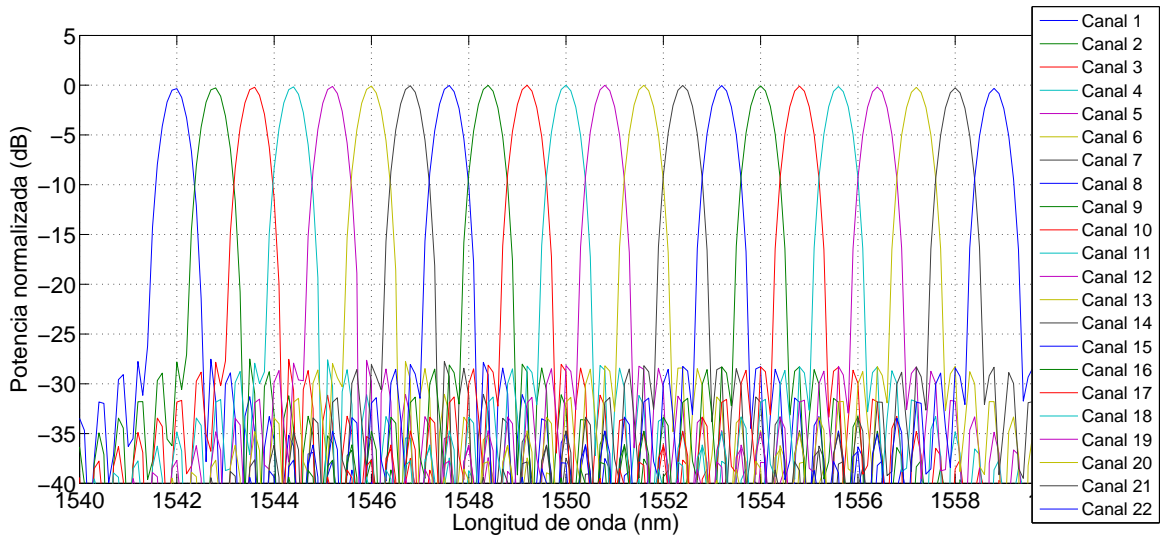


Figura 10: Función de transferencia frente a longitud de onda en las guías de salida

Número Guía	Posición (um)
1	-7.9546
2	0
3	7.9868
4	16.0081

Tabla 3: Posición de las guías de salida

Si queremos obtener el campo enfocado en la posición central, deberemos usar un incremento que viene dado por:

$$\Delta l = \frac{mc}{n_c \nu_0} \quad (72)$$

Este incremento lo usaremos en el subgrating número 1. Para el resto de subgratings, se puede observar que para obtener el campo enfocado en un punto desplazado con respecto al central, analizando la ecuación (71) que determina la posición focal, deberemos usar un incremento añadido al incremento anteriormente calculado, de forma que el nuevo incremento vendrá dado por:

$$\Delta l_k = \Delta l + \delta l_k \quad (73)$$

con δl_k :

$$\delta l_k = \delta d_k \frac{4cd_\omega}{n_c \nu \alpha} \quad (74)$$

siendo δd_k la posición en la que queremos el campo enfocado a la salida.

Se puede observar el campo normalizado obtenido para la longitud de onda central en el plano de salida en la Figura 11-(a). En ella se puede ver que efectivamente obtenemos el

campo enfocado en las posiciones para las cuales lo hemos diseñado. Las aspas dibujadas marcan la posición donde están situadas las guías de salida.

Si observamos las fases obtenidas para cada uno de los subarrays, mostradas en la Figura 11-(b), vemos que existe entre ellos un desfase en las posiciones de las guías de salida. Para el caso de un divisor de potencia 1 a 4, no es crítico el valor de la fase para las diferentes salidas, aunque puede contribuir a que en determinados puntos los lóbulos secundarios de cada uno de los subarrays interfieran con el resto, de forma que el campo no se suma totalmente en fase y no obtengamos un divisor de potencia perfecto.

En la Figura 12-(a) se puede observar el campo obtenido en el mismo plano como suma del obtenido para cada uno de los subarrays. Se puede apreciar que conforme vamos separando las guías con respecto a la posición central obtendremos menor nivel de campo, debido a la envolvente de $B_g(x_3)$, en (58), tal y como se describe en [14] y [15].

Finalmente, en la Figura 12-(b) se puede observar la fase que obtenemos a la salida, donde para las posiciones de las guías de salida tenemos un ligero desfase entre ellas. Esto se aprecia mejor en la Figura 13 en donde se ha realizado una representación vectorial del campo en el plano x_3 en cada una de las posiciones de las guías de salida. En este caso, las fases obtenidas son diferentes entre sí, puesto que dependen de la posición de las guías de salida y del subarray que estemos analizando, lo cual se puede ver analizando las ecuaciones (65) a (68). De esta forma, sólo se ha tenido en cuenta cómo los distintos valores de Δl afectan a la posición donde se enfocará el campo a la salida, pero no se ha estudiado cómo estos valores afectan a las diferentes fases en el plano de salida. Más adelante se ha realizado el estudio acerca de cómo la introducción del chirp permite modificar las fases resultantes en el plano de salida.

Volviendo a la expresión (58), se puede ver que la fase del campo a la salida viene determinada por el producto de tres exponenciales complejas:

$$\psi_k e^{j\beta\Delta l_k \frac{k}{M}} e^{-j2\pi r \frac{k}{M}} = e^{-j\beta(l_{0,k} + \Delta l_k \frac{N}{2M})} e^{j\beta\Delta l_k \frac{k}{M}} e^{-j2\pi r \frac{k}{M}} \quad (75)$$

Por lo tanto, para el primer subarray ($k = 0$), tendremos que el desfase total a la salida vendrá dado, según la ecuación (58), por un término dependiente de:

$$\beta l_{0,0} + \beta \Delta l_0 \frac{N}{2M} \quad (76)$$

Para el segundo subarray ($k = 1$), el desfase total estará relacionado con la expresión:

$$\beta l_{0,1} + \beta \Delta l_1 \frac{N}{2M} + 2\pi r \frac{1}{M} - \beta \Delta l_1 \frac{1}{M} \quad (77)$$

De esta manera, se puede ver que cuando $r = m$ y, por tanto, el orden de grating escogido sea aquel que enfoca en la guía central de salida, se puede variar el parámetro $l_{0,k}$ para obtener el mismo desfase total en todas las guías de salida.

La Figura 14-(b) muestra las fases obtenidas para las distintas posiciones para cada uno de los subarrays. En este caso, se aprecia la diferencia con el caso anterior puesto que ahora

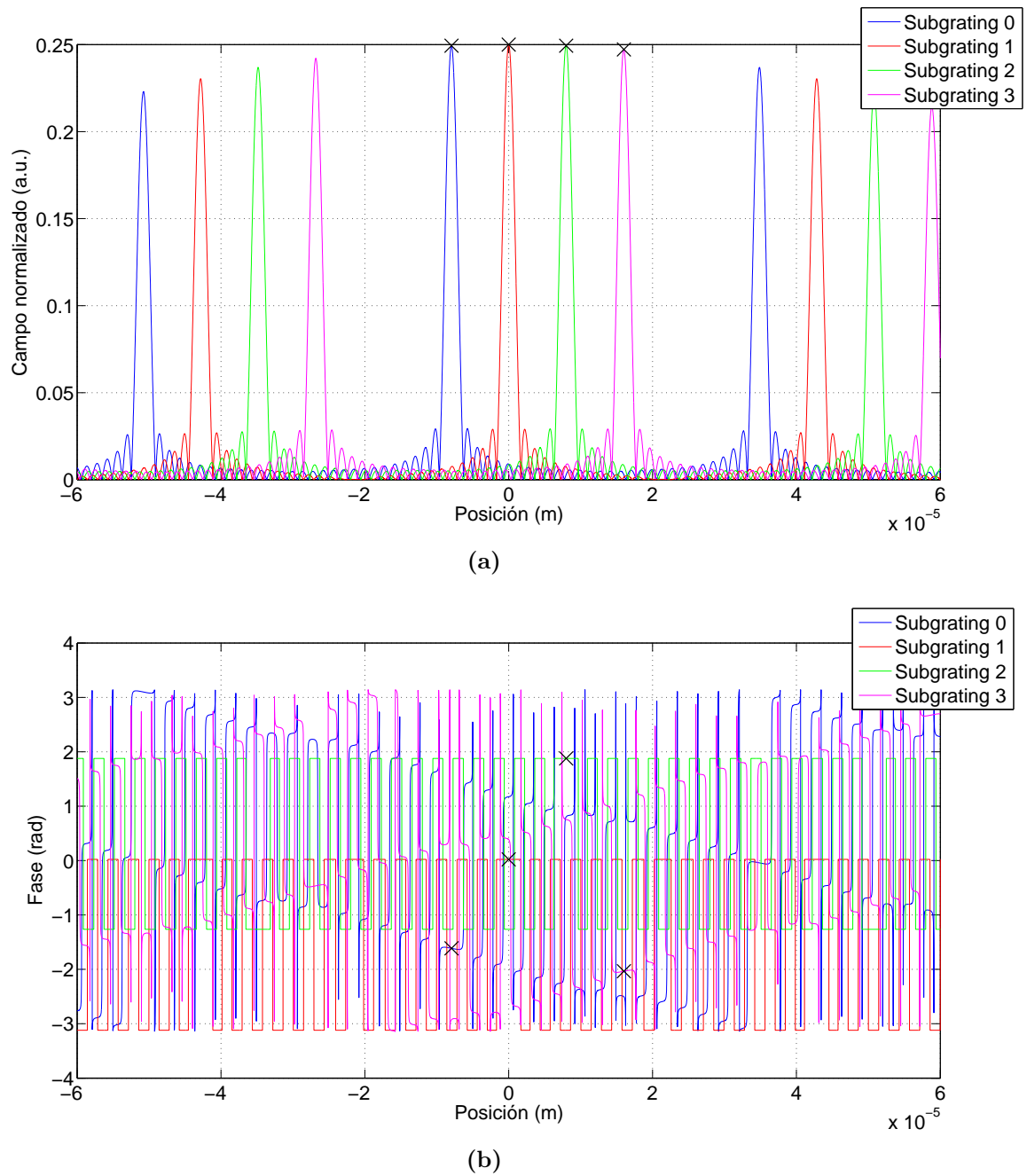


Figura 11: Campo normalizado y fase en el plano x_3 para cada subarray para λ_c

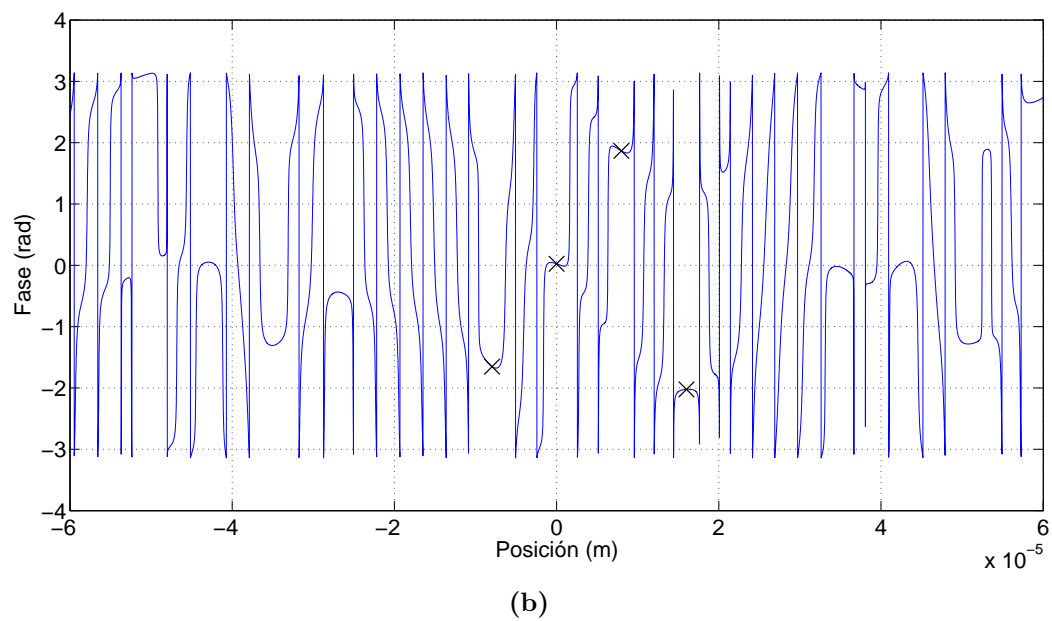
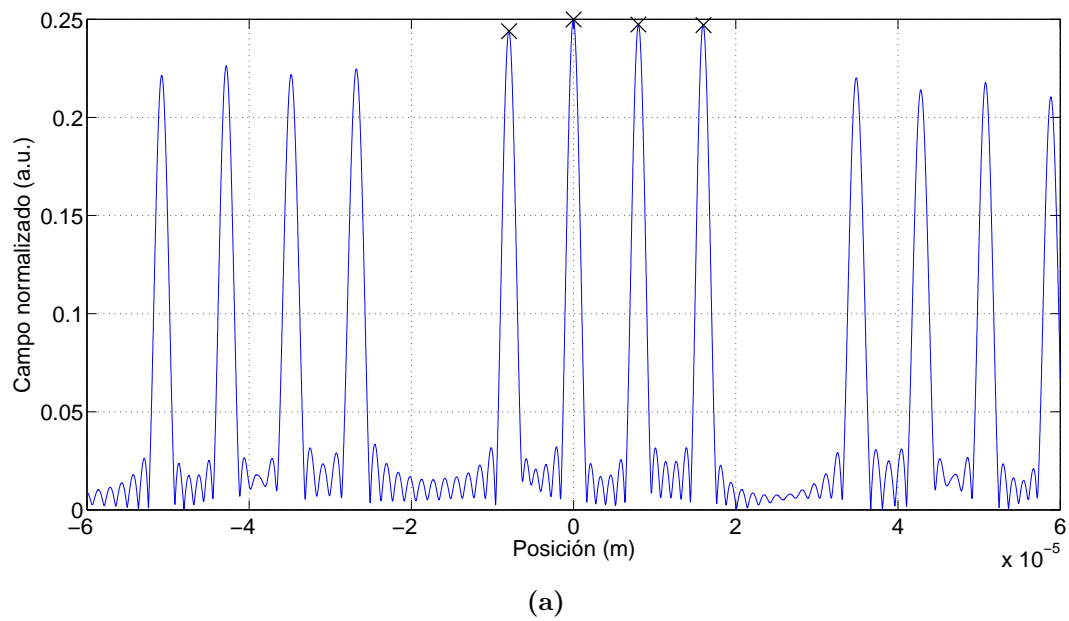


Figura 12: Campo normalizado y fase resultante en el plano x_3 para λ_c

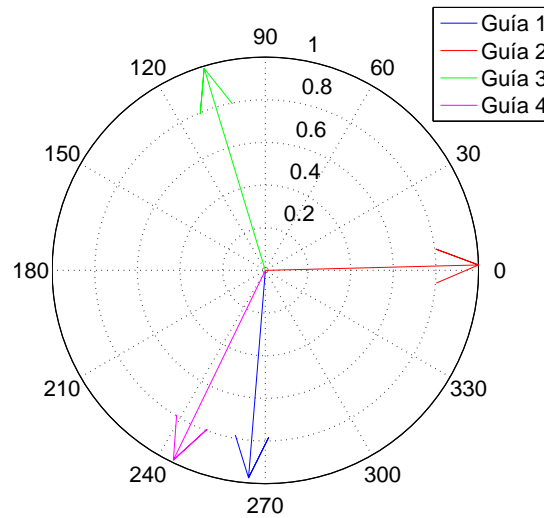


Figura 13: Representación vectorial normalizada del campo en las guías

en aquellas posiciones de las guías de salida las fases son iguales. Además, en la Figura 16 se muestra la representación vectorial del campo en las posiciones de cada una de las guías de salida.

El campo a la salida como suma de todas las contribuciones se puede ver en la Figura 15-(a). En esta figura se muestra que el módulo obtenido en el plano final no es exactamente el mismo que el obtenido en el caso anterior. Esto es debido a que se ha modificado la fase en aquellos puntos donde situaremos las guías de salida, pero los lóbulos secundarios de los otros subarrays siguen interfiriendo. Como ya se ha comentado, la mejor solución sería separar más las guías de salida de forma que la interferencia de los lóbulos secundarios sea pequeña al tener estos menor nivel. Finalmente, en la Figura 15-(b) se muestra la fase del campo obtenido a la salida.

En conclusión, los resultados obtenidos muestran un divisor de potencia 1 a 4 con la misma fase para cada una de las salidas.

3.3. Uso del interleaving y el chirp para obtener un híbrido de 90°

Tal y como se ha realizado anteriormente, es posible modificar los puntos de enfoque mediante una variación de Δl para cada uno de los subarrays y también se puede modificar la fase ajustando la longitud de la guía inicial de los arrays l_0 . En este caso, se va a implementar un híbrido de 90° mediante esta posible variación de la fase usando diferentes longitudes iniciales.

Como en el caso anterior, se han usado 4 guías de salida equiespaciadas y situadas en las posiciones marcadas por la Tabla 3.

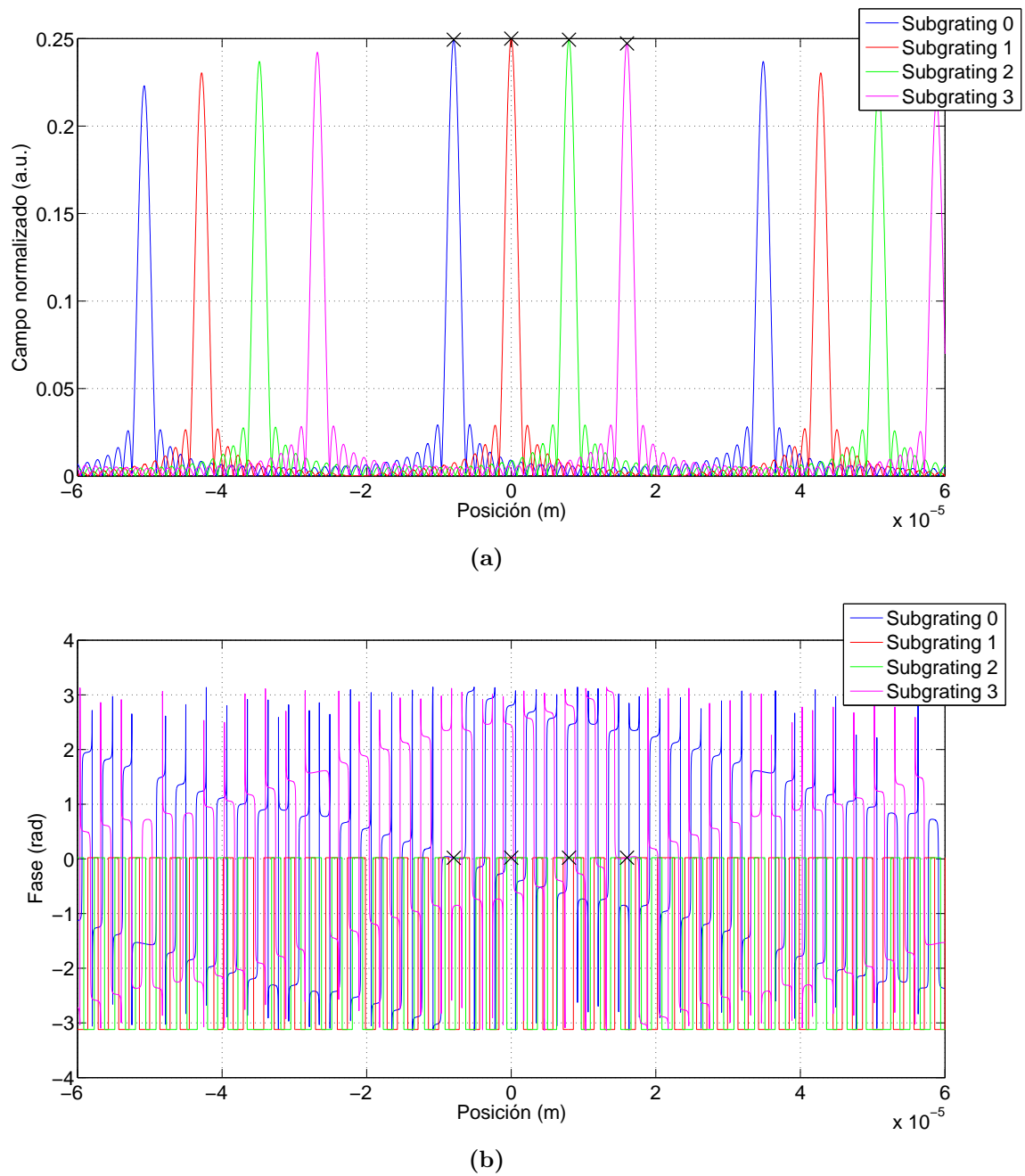


Figura 14: Campo normalizado y fase en el plano x_3 para cada subarray para λ_c

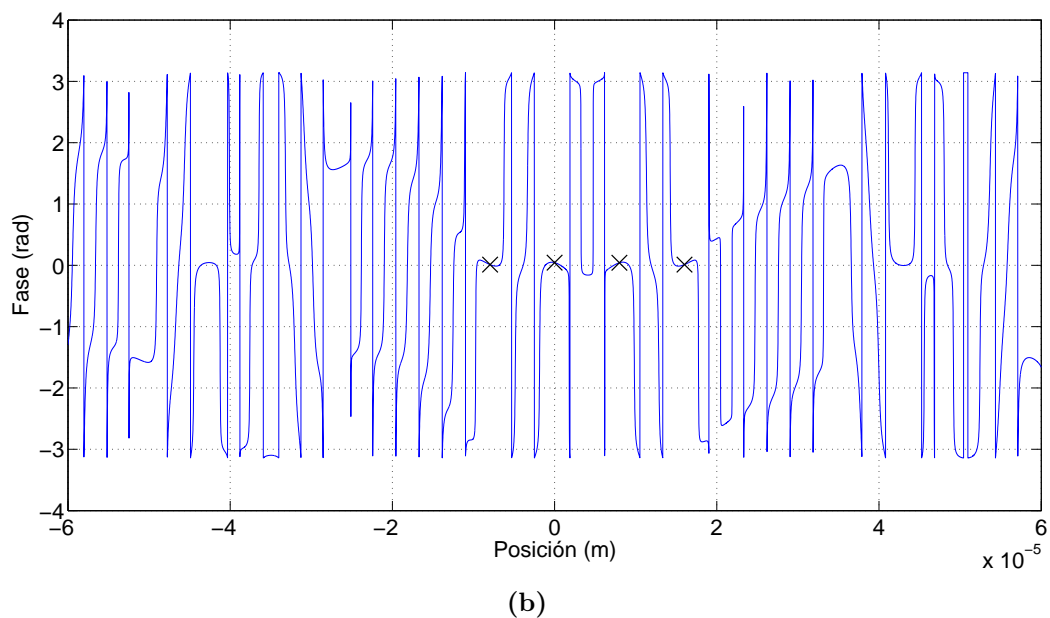
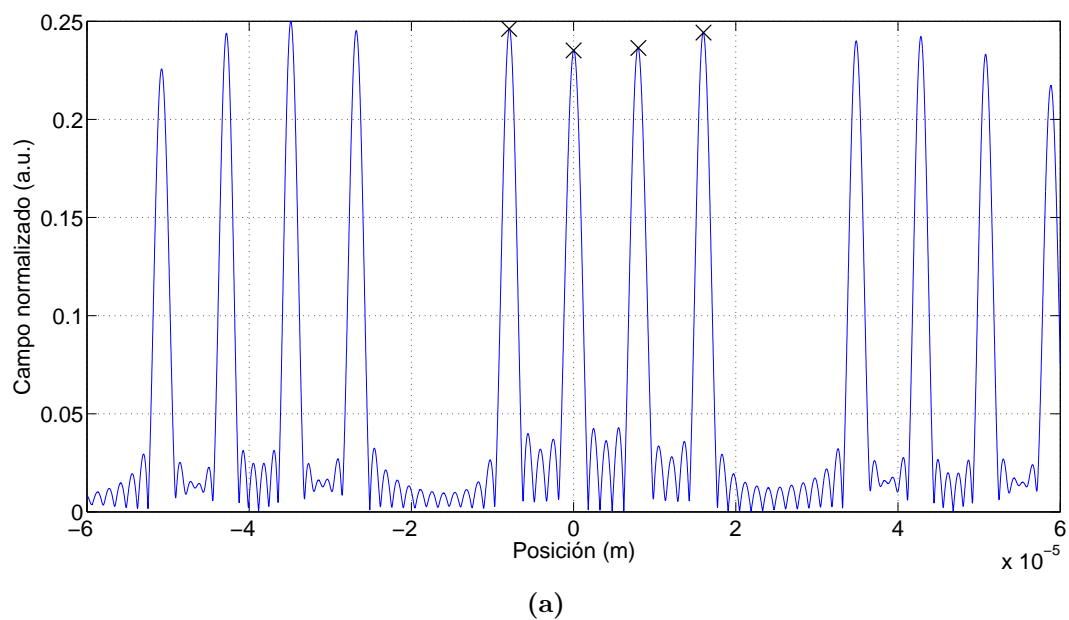


Figura 15: Campo normalizado y fase resultante en el plano x_3 para λ_c

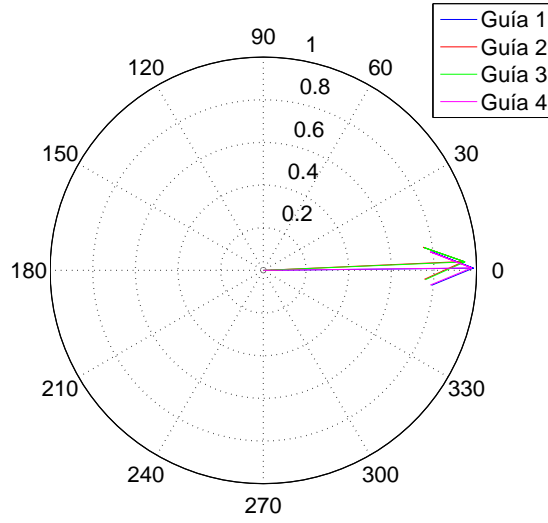


Figura 16: Representación vectorial normalizada del campo en las guías

Partiendo de que la fase obtenida en cada punto del espacio para el subarray 1 viene dada, según la ecuación (58), por:

$$\beta l_{0,0} + \beta \Delta l_0 \frac{N}{2M} \quad (78)$$

y que para el subarray 2 viene dada por:

$$\beta l_{0,1} + \beta \Delta l_1 \frac{N}{2M} + 2\pi r \frac{1}{4} - \beta \Delta l_1 \frac{1}{4} \quad (79)$$

por ello, la expresión que debe cumplirse para que el subarray 2 provoque un desfase de 90° con respecto al subarray 1 será:

$$\beta l_{0,1} + \beta \Delta l_1 \frac{N}{2M} + 2\pi r \frac{1}{4} - \beta \Delta l_1 \frac{1}{4} = \beta l_{0,0} + \beta \Delta l_0 \frac{N}{2M} + \frac{\pi}{2} \quad (80)$$

de esta forma, fijando $l_{0,0}$, el valor de $l_{0,1}$ que provocará un desfase de 90° en el subarray 2 con respecto al subarray 1 viene dado por la expresión:

$$l_{0,1} = l_{0,0} + \Delta l_0 \frac{N}{2M} - \Delta l_1 \frac{N}{2M} + \Delta l_1 \frac{1}{4} - \frac{2\pi r}{4\beta} + \frac{\pi}{2\beta} \quad (81)$$

el valor de r es un número entero que indicará el orden de grating que elijamos para obtener el híbrido. En nuestro caso, debido a que el orden de grating m es el que se enfoca en el centro de la zona de propagación libre 2, tomaremos ese valor.

Para los otros dos subarrays, las longitudes de las guías más cortas del array vendrán dadas por:

$$l_{0,2} = l_{0,0} + \Delta l_0 \frac{N}{2M} - \Delta l_2 \frac{N}{2M} + \Delta l_2 \frac{2}{4} - \frac{4\pi r}{4\beta} + \frac{\pi}{\beta} \quad (82)$$

$$l_{0,3} = l_{0,0} + \Delta l_0 \frac{N}{2M} - \Delta l_3 \frac{N}{2M} + \Delta l_3 \frac{3}{4} - \frac{6\pi r}{4\beta} + \frac{3\pi}{2\beta} \quad (83)$$

Si realizamos las simulaciones como en los casos anteriores, se puede ver en la Figura 17 como el campo se sigue distribuyendo igual en las 4 guías de salida pero ahora la fase relativa es de 90°.

En la Figura 18 se ve la combinación total del campo a la salida como suma de las aportaciones de cada uno de los 4 subarrays. En este caso, tal y como pasaba cuando se implementó el divisor 1 a 4 con desfase nulo entre las guías de salida, el módulo del campo obtenido a la salida no es igual para las 4 guías. Esto es debido a la interferencia de los lóbulos secundarios que provoca que en algunos casos se sumen en fase y en otras no. Para observar claramente el comportamiento como híbrido de 90°, donde en cada una de las salida obtendremos una fase que será la anterior desfasada 90°, se puede observar la Figura 19.

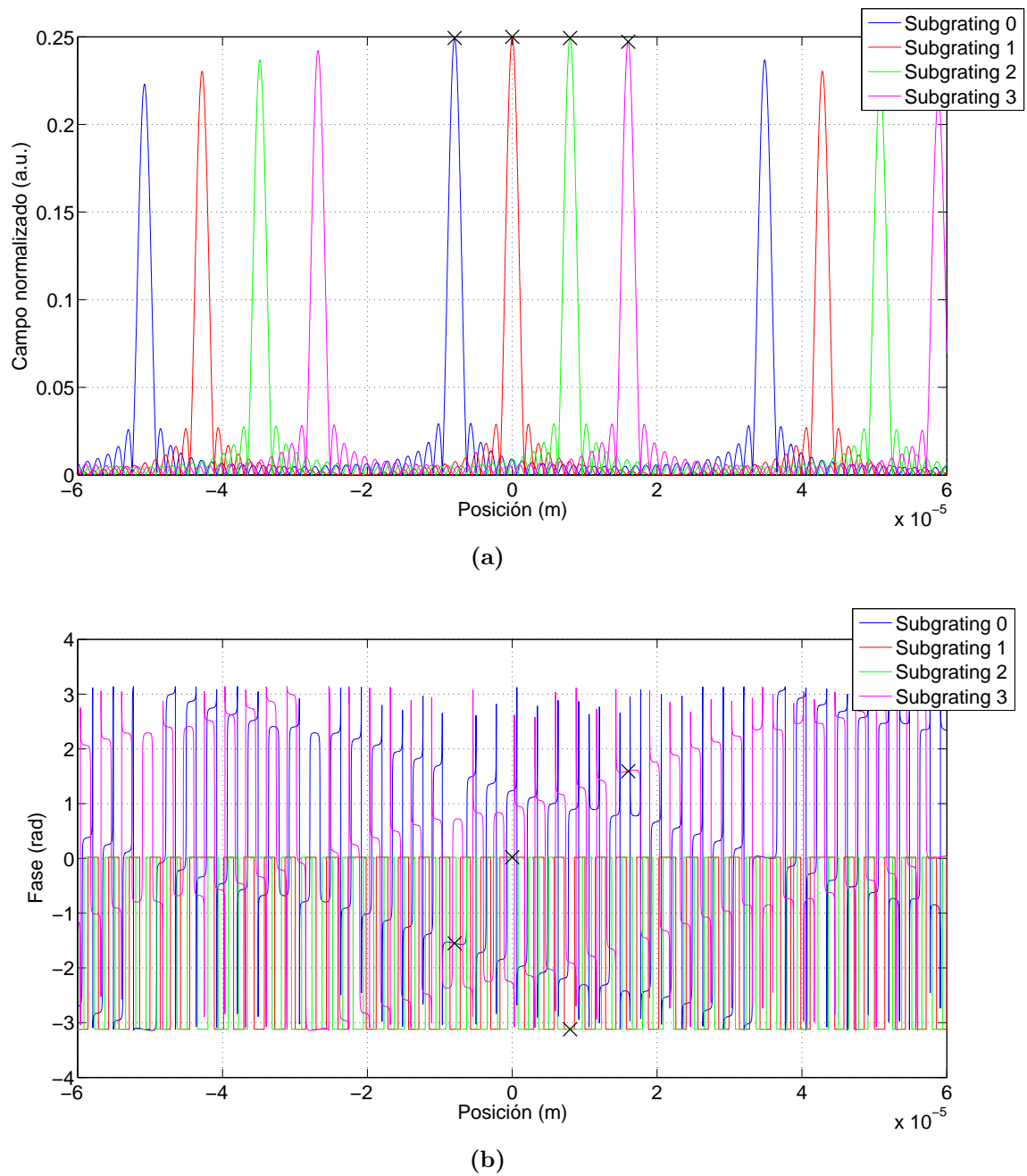


Figura 17: Campo normalizado y fase en el plano x_3 para cada subarray para λ_c

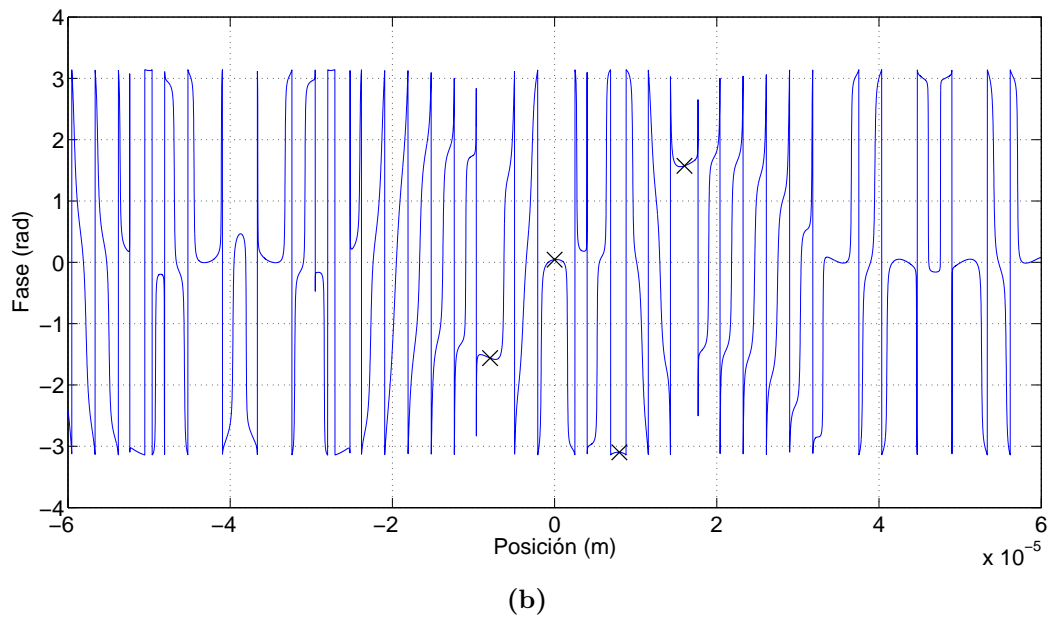
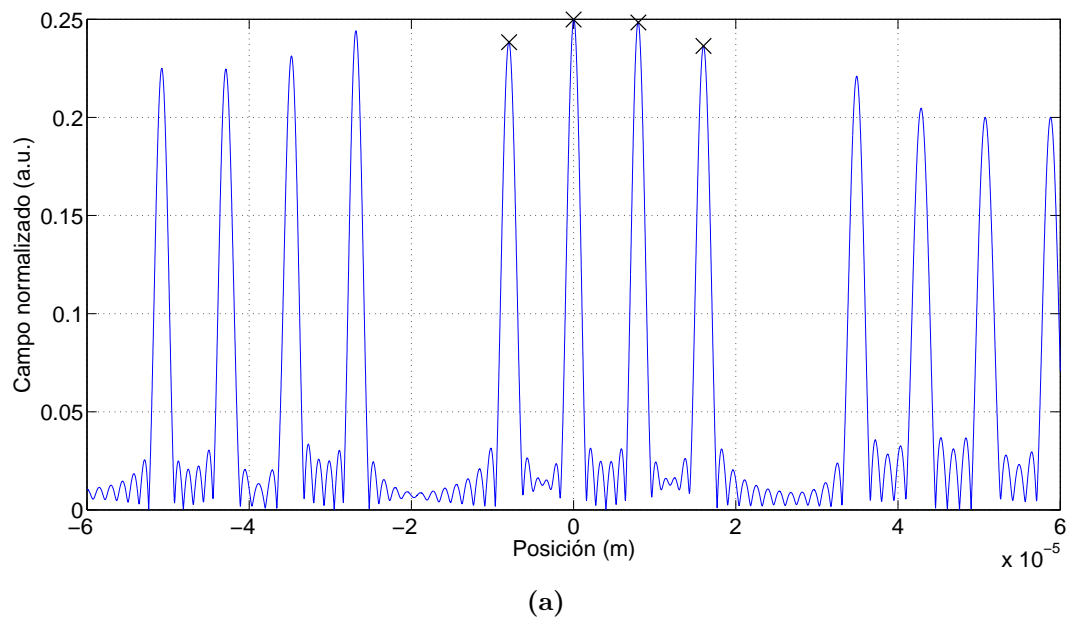


Figura 18: Campo normalizado y fase resultante en el plano x_3 para λ_c

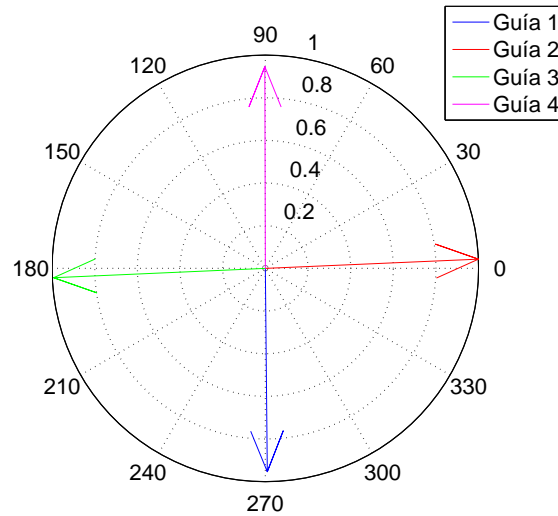


Figura 19: Representación vectorial normalizada del campo en las guías

4. Diseño de un AWG con interleaving y chirp como detector coherente

Tal y como se ha visto en la Sección 1.2.1, un detector coherente homodino necesita, para el uso de la diversidad en fase, combinar una entrada proveniente de un oscilador local con otra entrada por la que irá la señal recibida. Además, mientras que la fase de la señal recibida se mantiene, es necesario que las 4 salidas tengan una combinación de esta señal recibida junto con la del oscilador local con rotaciones de 90° , objetivo que se ha mostrado en la Sección 3.3.

Para poder implementar este tipo de funcionalidad, es necesario incluir otra entrada al AWG diseñado mediante las ecuaciones anteriores, por lo que en primer lugar se realizarán las modificaciones pertinentes en las expresiones. El siguiente paso consistirá en encontrar mediante el uso de estas ecuaciones aquellos parámetros que nos permitirán obtener el híbrido deseado.

4.1. Modificación para un número arbitrario de entradas

Durante todo el documento se ha asumido que sólo había una guía de entrada y que además estaba situada en la posición central de la zona de propagación libre 1. Para el caso de querer utilizar un número arbitrario de guías de entrada, se puede expresar el campo en cada una de estas guías, siguiendo el trabajo mostrado en [14], como:

$$b_{i,p}(x_0) = \sqrt[4]{\frac{2}{\pi\omega_i^2}} e^{-\left(\frac{x_0 - pd_i}{\omega_i}\right)^2} = b_{i,p}(x_0 - pd_i) \quad (84)$$

donde p representa el número de la guía de entrada y d_i la distancia de separación entre las distintas guías de entrada. La distribución de campo en el plano focal x_1 que se obtiene como

la Transformada de Fourier será:

$$B_{i,p}(x_1) = \mathcal{TF} \{b_{i,p}(x_0)\}|_{u=\frac{x_1}{\alpha}} = e^{-j2\pi p d_i \frac{x_1}{\alpha}} \mathcal{TF} \{b_i(x_0)\}|_{u=\frac{x_1}{\alpha}} \quad (85)$$

por lo que el campo a la salida de las guías del array podremos expresarlo ahora de la forma:

$$f_2(x_2, \nu) = \sqrt[4]{2\pi\omega_g^2} \sum_{k=0}^{M-1} \left[e^{-j2\pi d_i \frac{x_2}{\alpha}} \prod \left(\frac{x_2}{Nd_\omega} \right) B_i(x_2) \phi_k(x_2, \nu) \delta_{\omega,k}(x_2) e^{j\beta \Delta l_k \frac{k}{M}} \right] \star b_g(x_2) \quad (86)$$

y, finalmente, el campo a la salida del plano x_3 quedará:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi \frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\psi_k(\nu) e^{-j2\pi k \frac{d_\omega}{\alpha} (x_3 + p d_i)} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{M d_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c M d_\omega} + p d_i \right) \right] \quad (87)$$

que también puede ser expresado de la forma:

$$f_3(x_3, \nu) = \sqrt[4]{2\pi \frac{\omega_g^2}{\alpha^2}} B_g(x_3) \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} \left[\psi_k(\nu) e^{j\beta \Delta l_k \frac{k}{M}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi r \frac{k}{M}} f_M \left(x_3 - r \frac{\alpha}{M d_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c M d_\omega} + p d_i \right) \right] \quad (88)$$

Si analizamos ahora las ecuaciones anteriores, se puede ver como el desplazarnos a lo largo del plano de entrada repercute en una diferente posición de apuntamiento y en un cambio de fase. La posición de apuntamiento vendrá determinada por:

$$f_M \left(x_3 - r_p \frac{\alpha}{M d_\omega} + \frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c M d_\omega} + p d_i \right) \quad (89)$$

donde se ha utilizado el subíndice p en r_p ya que el valor de r que enfoca en la posición central de la zona de propagación libre 2 será diferente dependiendo de la guía de entrada utilizada. Sabiendo que:

$$m = \frac{\Delta l n_c \nu_0}{c} \quad (90)$$

Para que tengamos apuntamiento en el centro de la zona de propagación libre 2, es fácil ver que $p d_i$ debe ser un múltiplo de $\frac{\alpha}{M d_\omega}$. De esta forma, si cumplimos esta condición obtendremos el apuntamiento en la zona de interés, y podremos utilizar tantas guías de entrada como queramos que apuntarán en la misma posición pero con un desfase diferente. En cuanto al desfase que se obtiene, se puede ver que viene dado, usando la ecuación (88), por:

$$e^{-j\beta(l_{0,k} + \Delta l_k \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{k}{M} r_p} e^{j\beta \Delta l_k \frac{k}{M}} \quad (91)$$

por lo que en el caso de utilizar dos guías de entrada, una situada en la posición central y otra desplazada con la que intentaremos obtener la funcionalidad buscada, tendremos que para $k = 0$ ambas guías de entrada producirán un desfase igual a la salida en la posición central que viene dado por:

$$e^{-j\beta(l_{0,0}+\Delta l_0 \frac{N}{2M})} \quad (92)$$

Esto cumple las condiciones descritas en el diseño del dispositivo. Para el caso $k = 1$, ambas salidas deberán estar desfasadas 90° , por lo que la condición es:

$$e^{-j\beta(l_{0,1}+\Delta l_1 \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{1}{4} r_1} e^{j\beta \Delta l_1 \frac{1}{4}} = e^{-j\beta(l_{0,1}+\Delta l_1 \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{1}{4} r_2} e^{j\beta \Delta l_1 \frac{1}{4}} e^{-j\frac{\pi}{2}} \quad (93)$$

y si se despeja se obtiene:

$$r_1 = r_2 + 1 \quad (94)$$

por lo que sabiendo que la guía número 1 enfoca a la posición central cuando $r_1 = m$, es fácil deducir que $r_2 = m - 1$, lo que significa que la posición de la guía de entrada número 2 deberá estar desplazada $\frac{\alpha}{Md_w}$ para que la salida esté rotada 90° .

Si seguimos analizando para los distintos valores de k , en el caso $k = 2$, ahora deberemos obtener un desfase de 180° entre las salidas, de forma que si lo formulamos:

$$e^{-j\beta(l_{0,2}+\Delta l_2 \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{2}{4} r_1} e^{j\beta \Delta l_2 \frac{2}{4}} = e^{-j\beta(l_{0,2}+\Delta l_2 \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{2}{4} r_2} e^{j\beta \Delta l_2 \frac{2}{4}} e^{-j\pi} \quad (95)$$

de forma que igual que en el caso anterior se cumple cuando $r_2 = m - 1$. Finalmente, en el caso $k = 3$ obtenemos los mismos resultados:

$$e^{-j\beta(l_{0,3}+\Delta l_3 \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{3}{4} r_1} e^{j\beta \Delta l_3 \frac{3}{4}} = e^{-j\beta(l_{0,3}+\Delta l_3 \frac{N}{2M})} e^{-j2\pi \frac{3}{4} r_2} e^{j\beta \Delta l_3 \frac{3}{4}} e^{-j\frac{3\pi}{2}} \quad (96)$$

De esta forma, es posible obtener las funcionalidades necesarias como híbrido de 90° de un detector coherente con detección homodina y diversidad en fase situando las guías de entrada con una separación de un cuarto de la zona de difracción, tal y como se puede ver mediante las ecuaciones (91) a (96). Este hecho, está comentado en la referencia [11] aunque aquí se demuestra mediante un análisis teórico.

4.2. Simulaciones del detector coherente

Es necesario realizar las pertinentes simulaciones que validarán el modelo teórico expresado anteriormente. En este caso, se han utilizado los mismos parámetros físicos que en los casos anteriores así como la misma posición de las guías de salida. Para el caso de las guías de entrada, se ha mantenido una en la situación central de la primera zona de propagación libre mientras que la segunda se ha desplazado una distancia conforme a los cálculos realizados en la formulación teórica anterior.

En la Figura 20 se muestra el campo normalizado en el plano x_3 para cada una de las dos guías de entrada. Se ha marcado mediante aspas la posición de las guías de salida. Se puede ver cómo se ha obtenido un divisor 1 a 4 para cada una de las guías de entrada a la longitud de onda central de diseño y que ambas salidas se encuentran solapadas. En la Figura 21 se muestra la fase en la posición de las 4 salidas obtenida en el plano x_3 para cada una de las entradas. Se puede observar que el comportamiento es el deseado para un detector coherente.

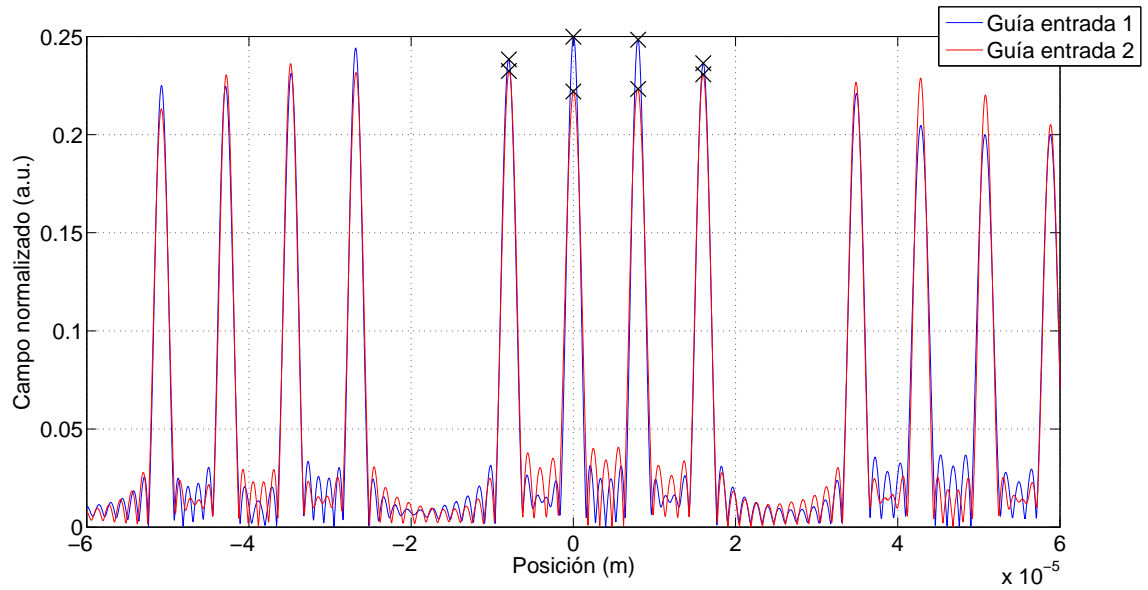


Figura 20: Campo normalizado en el plano x_3 para λ_c

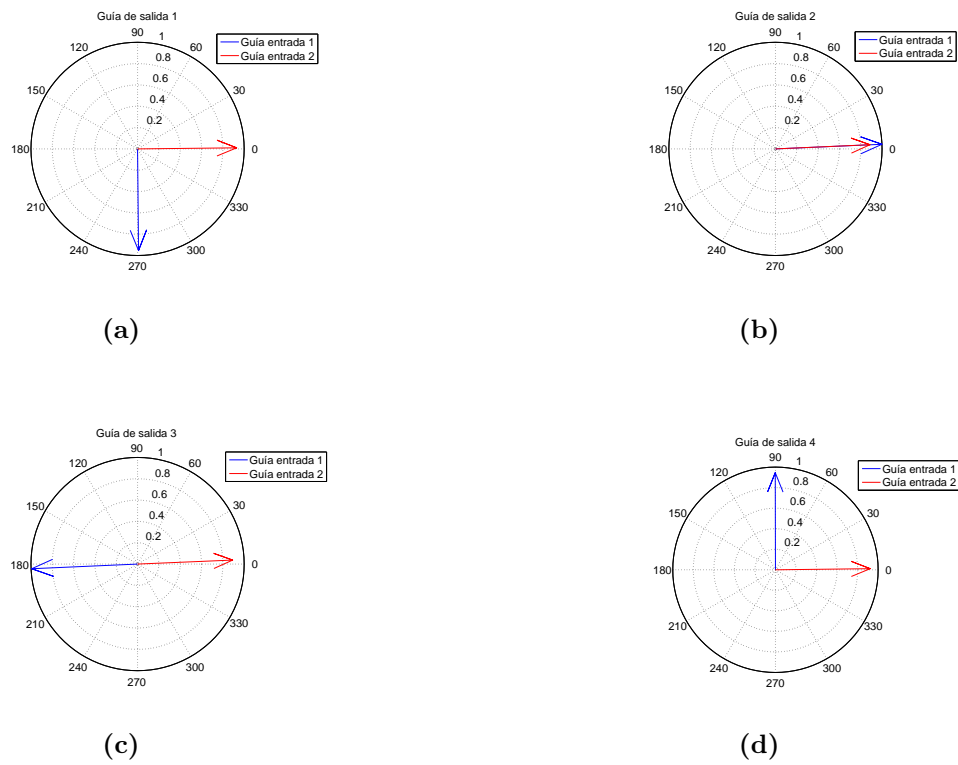


Figura 21: Fase en el plano x_3 para ambas entradas

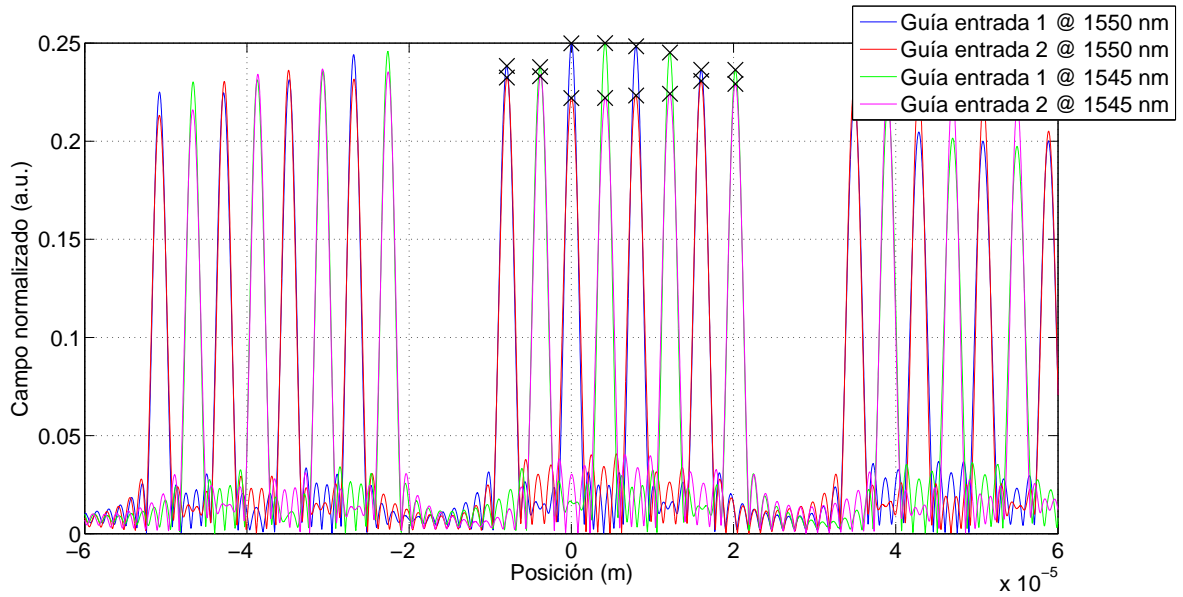


Figura 22: Campo normalizado en el plano x_3 para $\lambda = 1550$ nm y $\lambda = 1545$ nm

4.3. Uso de varias longitudes de onda

Las simulaciones han sido hasta ahora realizadas a una sola longitud de onda, por lo que es necesario realizar un estudio de cómo afectará el uso de otras longitudes de onda en el modelo anteriormente descrito. Volviendo a las ecuaciones (71) y (72), que determinan la posición focal, se puede ver cómo la variación de la longitud de onda repercutirá en un desplazamiento de los puntos focales. Por otro lado, analizando las fases que componen la ecuación (75), las diferentes longitudes de onda provocarán una rotación en las fases obtenidas en la salida, pero para cada subgrating se mantendrán las relaciones de híbrido calculadas anteriormente.

En la Figura 22 se muestra el campo normalizado para dos longitudes de onda diferentes, siendo una la longitud central de diseño en la cual se han realizado las anteriores simulaciones y la otra 1545 nm. Se ha escogido esta longitud de onda para que el campo a la salida del plano x_3 quede intercalado con el campo debido a la longitud de onda central. Se puede observar cómo el funcionamiento de divisor 1 a 4 se sigue manteniendo tal y como se ha comentado anteriormente, variando la posición de apuntamiento. Si se observa la Figura 23, en la que se ha representado para la longitud de onda de 1545 nm las fases obtenidas en el plano x_3 en la posición de las guías de salida para cada una de las dos entradas, se puede ver cómo se ha producido una rotación de las fases pero se siguen manteniendo las relaciones de fase relativas, de forma que el comportamiento como híbrido queda también demostrado a otras longitudes de onda.

4.4. Uso de la birrefringencia para separar ambas polarizaciones

Volviendo a la expresión (88), se puede ver que el índice de refracción n_c afecta a la expresión en el término de fase $\psi_k(\nu)$ y en la posición de apuntamiento mediante el término $\frac{n_c \nu \Delta l_k \alpha}{c M d_\omega}$. Toda la formulación anterior está referida a una sola polarización, por lo que es posible extenderla para tener en cuenta ambas polarizaciones a la vez, de forma que el dispositivo

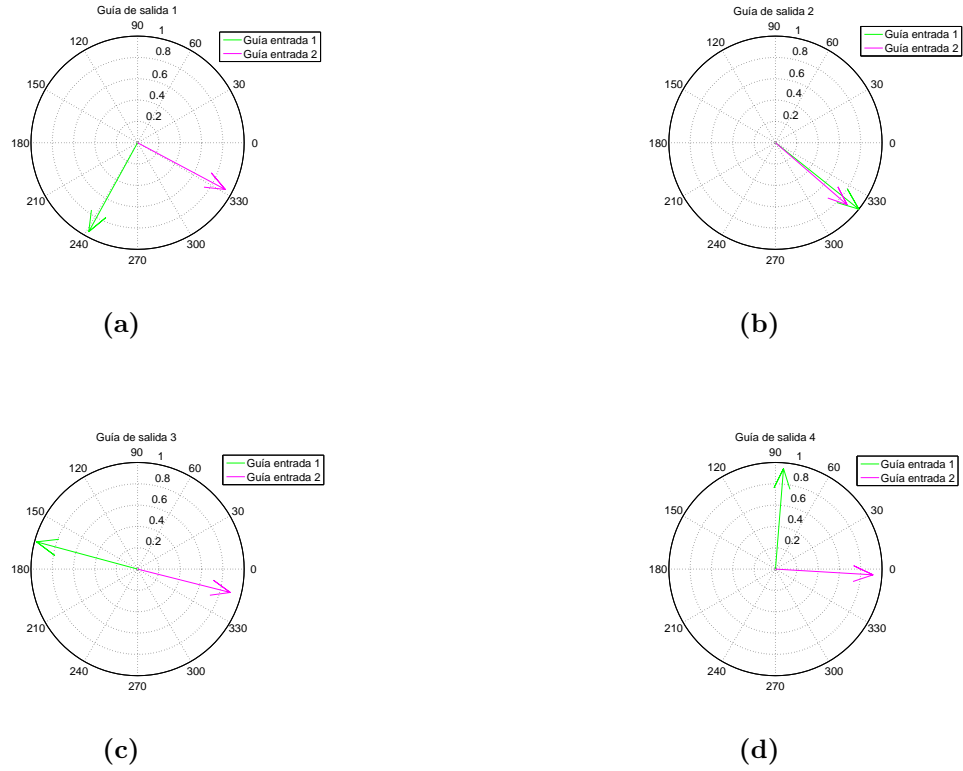


Figura 23: Fase en el plano x_3 para ambas entradas a $\lambda = 1545$ nm

actúe también como un divisor de polarización.

Básicamente, se puede hacer el análisis anterior teniendo en cuenta ahora que para cada polarización el índice de refracción será diferente, pudiendo distinguir entre $n_{c,TE}$ y $n_{c,TM}$. Mediante el uso de guías con una alta birrefringencia, es posible calcular la posición donde se enfocarán ambas polarizaciones y realizar así un detector coherente con diversidad tanto en fase como en polarización. Esto es debido a que el comportamiento anteriormente descrito en la Sección 4.1 no se ve afectado ya que las fases serán todas rotadas por igual por el término del índice de refracción.

5. Conclusiones

En este Trabajo Fin de Máster, se ha realizado el estudio del estado del arte de las comunicaciones ópticas coherentes, profundizando en la técnica de detección homodina que se reconoce en la literatura como la más interesante desde el punto de vista tecnológico. Posteriormente, se ha realizado una revisión de la bibliografía existente en cuanto a las diferentes implementaciones de receptores para detección homodina, siendo la utilización de un array waveguide grating con modificaciones para incorporar interleaving y chirp la técnica más interesante, ya que se puede obtener diversidad en fase y polarización, además de la demultiplexación de varios canales WDM con un dispositivo de tamaño muy reducido.

Tras enfocar el trabajo al receptor basado en AWG, se ha tomado el modelo teórico

existente de análisis de este tipo de dispositivos en su modo tradicional y se ha adaptado al caso de tener un AWG con interleaving y chirp. Después, se ha demostrado teóricamente cómo este modelo permite describir de forma teórica un AWG estándar en el caso de analizarlo como varios subarrays independientes. Además, se ha visto cómo afectan los términos de interleaving y chirp en los casos de querer diseñar divisores e híbridos de 90° .

Finalmente, se ha programado el modelo desarrollado, de forma que se han realizado las pertinentes simulaciones de los casos anteriormente descritos, corroborando numéricamente la validez de las expresiones desarrolladas. De esta forma, se han obtenido usando parámetros reales de diseño, un divisor de potencia con fase no controlada a la salida, un divisor de potencia con todas las salidas con la misma fase y un híbrido de 90° . Por último, se ha extendido el modelo para el caso de tener varias entradas y se ha simulado el caso con las entradas de una señal y de un oscilador local obteniendo las combinaciones necesarias mostradas al principio para obtener la funcionalidad de detector coherente homodino con diversidad de fase. Además, se ha añadido una breve reseña de cómo se podrá utilizar diversidad en polarización con la misma estructura.

6. Líneas futuras

La realización del presente trabajo deja las siguientes líneas de investigación abiertas:

- Diseñar el dispositivo de forma que pueda implementar la función de demultiplexación de varios canales WDM.
- Evaluar el impacto del cross-talk entre canales.
- Estudiar mediante parámetros físicos reales cómo el uso de guías con alta birrefringencia puede ser usado para obtener diversidad en polarización.
- Analizar las posibles vías de fabricación integrada y realizar el estudio y medidas correspondientes una vez fabricado.
- Diseñar la máscara, fabricar y caracterizar uno de estos dispositivos.

7. Agradecimientos

Este Trabajo Fin de Máster ha sido financiado dentro del Plan Nacional de I+D+i, en el proyecto “Advance Towards a Monolithically Integrated Coherent transceiver” (ATOMIC) con código TEC2010-21337.

Referencias

- [1] J. Capmany, "Apuntes Seminario Óptica Coherente", *Universidad Politécnica de Valencia*, Febrero 2011.
- [2] K. Kikuchi, "Coherent optical communications: Historical perspectives and future directions", *Libro. High spectral density optical communication technologies*, Ed. Springer, pp.11-49, ISBN 978-3-642-10418-3, 2010.
- [3] M. Seimetz y C. Weinert, "Options, feasibility, and availability of 2x4 90° hybrids for coherent optical systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol.24, no.3, pp.1317-1322, Marzo 2006.
- [4] S. Jeong y K. Morito, "Novel optical 90° hybrid consisting of a paired interference based 2x4 MMI coupler, a phase shifter and a 2x2 MMI coupler", *Journal of Lightwave Technology*, vol.28, no.9, pp.1323-1331, Mayo 2010.
- [5] H. G. Bach, A. Matiss, C. C. Leonhardt, R. Kunkel, D. Schmidt, M. Schell y A. Umbach, "Monolithic 90° hybrid with balanced PIN photodiodes for 100 Gbit/s PM-QPSK receiver applications", *OSA/OFC/NFOEC*, 2009.
- [6] L. Zimmermann, K. Voigt, G. Winzer, K. Petermann y C. M. Weinert, "C-Band optical 90° hybrid based on Silicon-On-Insulator 4x4 waveguide couplers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.21, no.3, pp.143-145, Febrero 2009.
- [7] C. R. Doerr, P. J. Winzer, Y. Chen, S. Chandrasekhar, M. S. Rasras, L. Chen, T. Liow, K. Ang y G. Lo, "Monolithic polarization and phase diversity coherent receiver in silicon", *Journal of Lightwave Technology*, 2009.
- [8] C. R. Doerr, "Proposed WDM cross connect using a planar arrangement of waveguide grating routers and phase shifters", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.10, no.4, pp.528-530, Abril 1998.
- [9] Y. Wan y R. Hui, "Design of WDM cross connect based on interleaved AWG (IAWG) and a phase shifter array", *Journal of Lightwave Technology*, vol.25, no.6, pp.1390-1400, Junio 2007.
- [10] C. R. Doerr, L. Zhang y P. J. Winzer, "Monolithic InP multi-wavelength coherent receiver", *OSA/OFC/NFOEC*, 2010.
- [11] C. R. Doerr, L. Zhang y P. J. Winzer, "Monolithic InP multiwavelength coherent receiver using a chirped arrayed waveguide grating", *Journal of Lightwave Technology*, vol.29, no.4, pp.536-541, Febrero 2011.
- [12] M. K. Smit, "PHASAR-based WDM-devices: principles, desing and applications", *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol.2, no.26, pp.236-250, Junio 1996.
- [13] C. Dragone, "An NxN optical multiplexer using a planar arrangement of two star couplers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.3, no.9, pp.812-815, Septiembre 1991.

-
- [14] P. Muñoz, “Arrayed waveguide gratings: modeling, design and applications”, *Tesis. Universidad Politécnica de Valencia*, Diciembre 2003.
- [15] P. Muñoz, D. Pastor y J. Capmany, “Modeling and design of arrayed waveguide gratings”, *Journal of Lightwave Technology*, vol.20, no.4, pp.661-674, Abril 2002.