

M M M M M
M M M M M I
M M M M M

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE CATALUNYA

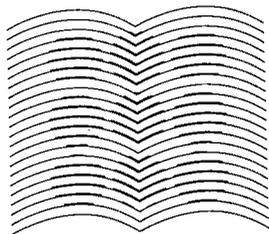
ESCUELA TECNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE TELECOMUNICACION

*DISEÑO Y CARACTERIZACION DE UN AISLADOR MONOMODO,
PARA UNA LONGITUD DE ONDA INFRARROJA DE 1.152 $\mu\mu$
REALIZADO POR TECNICA DE OPTICA INTEGRADA*

*TESIS DOCTORAL PRESENTADA EN LA
UNIVERSIDAD POLITECNICA DE CATALUNYA
PARA LA OBTENCION DEL TITULO DE
DOCTOR INGENIERO DE TELECOMUNICACION*

Autor: Jordi Hernández Marco
Director: Fernando Canal Bienzobas

UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE CATALUNYA



BIBLIOTECA
EX-LIBRIS

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE CATALUNYA

ESCUELA TECNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE TELECOMUNICACION

*DISEÑO Y CARACTERIZACION DE UN AISLADOR MONOMODO,
PARA UNA LONGITUD DE ONDA INFRARROJA DE 1.152 μm
REALIZADO POR TECNICA DE OPTICA INTEGRADA*

TESIS DOCTORAL PRESENTADA EN LA
UNIVERSIDAD POLITECNICA DE CATALUNYA
PARA LA OBTENCION DEL TITULO DE
DOCTOR INGENIERO DE TELECOMUNICACION

Autor: Jordi Hernández Marco

Director: Fernando Canal Bienzobas

Capítulo I	Conceptos básicos. Fundamentos del aislador magnetoóptico	
I.1	Introducción.....	1
I.2	Materiales girótropos.....	2
I.2.1	Materiales girótropos eléctricos.....	3
I.2.2	Materiales girótropos magnéticos.....	4
I.2.3	Materiales bigirótropos.....	5
I.2.4	Propagación en un material girótropo.....	5
I.2.4.1	No reciprocidad de los medios girótropos..	9
I.3	Materiales anisótropos.....	10
I.3.1	Materiales anisótropos eléctricos.....	11
I.3.2	Propagación en un medio anisótropo.....	13
I.4	Aisladores en óptica no guiada.....	15
Capítulo II	Estudio de la propagación en materiales magnetoópticos	
II.1	Introducción.....	20
II.2	Granates ferrimagnéticos.....	21
II.3	Descripción de los efectos magnetoópticos mediante dipolos inducidos por la radiación.....	24
II.3.1	Interacciones magnetoópticas tipo dipolo eléctrico.....	27
II.3.2	Interacciones M.O tipo dipolo magnético.....	33
II.4	Relación entre los coeficientes magnetoópticos y los efectos M.O. macroscópicos.....	34
II.5	Expresión del tensor en función de los ángulos de la imanación.....	39
Capítulo III	Estudio de la propagación en guía-ondas M.O	
III.1	Introducción.....	43
III.2	Propagación en guías isótropas.....	44
III.3	Propagación en una guía M.O.	55
III.4	Teoría de modos acoplados	57
III.5	Sistema no perturbado. Modos no perturbados.....	58
III.6	Modos perturbados. Aproximación a dos modos.....	60
III.7	Matriz de transmisión.....	64
III.7.1	Relación entre k_{TM}^{TE} y k_{TE}^{TM}	65
III.8	Conversión modal.....	66

III.9 Modos propios de una guía M.O.	68
III.10 Guía M.O. no perturbada	69
III.11 Análisis de la guía M.O. tri-capa	76
III.11.1 Desacuerdo de fases.No reciprocidad	77
III.11.2 Coeficiente de acoplo.No reciprocidad	84
III.11.3 Conversión modal.No reciprocidad	90
III.12 Absorción	98
Capítulo IV Diseño de un aislador monomodal para óptica integrada	101
IV.1 Introduucción	101
IV.2 Parámetros de un aislador	102
IV.3 Acoplo y desacoplo de la luz en el aislador	102
IV.3.1 Acoplo entre el láser y el aislador	103
IV.3.1.1. Focalización directa	103
IV.3.1.2. Acoplo directo:"butt-end"	104
IV.3.1.3. Acoplo por prisma y "grating"	105
IV.3.2.Acoplo entre el aislador y la fibra	106
IV.3.2.1 Acoplo transversal("butt-end")	106
IV.3.2.2 Acoplo mediante terminación en cuña	107
IV.3.3 Conclusiones	107
IV.4 Estructura de un aislador óptico integrado	107
IV.4.1 Tipos de conversores modales unidireccionales	108
IV.4.1.1 Conversores unidireccionales monosección	109
IV.4.1.2 Conversores unidireccionales multisección	110
IV.4.1.2.1.Guía en configuración Faraday	111
IV.4.1.2.2 Guía en configuración Cotton-Mouton	111
IV.5 Diseño de un conversor modal unidireccional	115
IV.5.1 Conversor unidireccional tipo	115
IV.5.1.2 Conversor unidireccional tipo monosección	115
IV.5.1.3.Conversor unidireccional tipo	

multisección	120
IV.5.2 Diseño de la guía magnetoóptica del conversor unidireccional	121
IV.5.2.1 Influencia de los efectos M.O. en las características del aislador	121
IV.5.2.2 Influencia de los índices de refracción sobre el funcionamiento de la guía.....	123
IV.5.2.2.1 Funcionamiento monomodal.....	124
IV.5.2.2.2 Elección de los índices de refracción	126
IV.5.2.3 Fabricación de la guía	128
IV.6 Diseño y caracterización del conversor monosección....	129
IV.7 Diseño y caracterización del aislador multisección....	131
IV.7.1 Utilización de tensiones en la implementación del aislador multisección	132
Capítulo V Caracterización experimental de guías M.O.	
V.I Introducción	134
V.II Características de las muestras	134
V.III Acoplo de luz mediante prisma	136
V.IV Determinación del índice de refracción y del grosor de la muestra	139
V.V Medida de la atenuación de las muestras.....	144
Capítulo VI Conclusiones	
Bibliografía	152

INTRODUCCION

Así como el descubrimiento del transistor ha sido un elemento muy importante en el desarrollo de los medios de comunicación y en el tratamiento de la información, la aparición del láser, luz coherente y muy potente, (año 1961) ha dado nuevas dimensiones a la investigación en óptica. El interés en trabajar a frecuencias ópticas viene dado fundamentalmente por dos aspectos:

- por ser la frecuencia de la luz 10^4 veces superior a las utilizadas en electrónica, lo que permite transportar mayor cantidad de información,
- por ser los sistemas ópticos más rápidos que los sistemas electrónicos y permanecer insensibles a las sobrecargas y a las radiaciones exteriores;

interés que queda reforzado por el hecho de ser conocido el principio de las guías de onda ópticas desde hace bastante tiempo (siglo XVI).

La puesta a punto de fibras ópticas (multimodo y monomodo) con pequeñas pérdidas y de fuentes de luz con componentes sólidos como los diodos láser de Arseniuro de Galio (de pequeñas dimensiones, larga vida y precio razonable) ha permitido dar un gran paso en la realización de los sistemas de comunicación ópticos. Estos sistemas requieren, además, una serie de componentes con dimensiones similares a las longitudes de onda ópticas (del orden de las micras). Al conjunto de técnicas que permiten construir dispositivos ópticos miniaturizados necesarios para el tratamiento de la información en un sistema de telecomunicaciones ópticas se denomina Óptica Integrada por sus similitudes con la electrónica integrada de semiconductores.

Dentro del sistema de comunicaciones ópticas, el elemento más importante es el láser semiconductor. El diodo láser es un dispositivo que puede ver alterada su frecuencia central a causa de la luz reflejada que vuelve a él. Es por ello imprescindible el uso de un aislador como elemento protector.

En muchas de las aplicaciones, un láser monomodal es utilizado junto a fibras monomodo; es por tanto natural el interés existente en

la implementación de aisladores monomodales.

La necesidad de disponer del aislador integrado obliga a realizar un estudio previo teórico y práctico de la propagación de la luz en guías ópticas.

En esta tesis vamos a realizar un estudio teórico de la propagación de la luz en guías planas, para inmediatamente entrar en las guías sobre las que se implementará el aislador. Ligado con este desarrollo teórico se pondrá a punto un banco óptico que permitirá la caracterización de guías ópticas.

En el primer capítulo, después de haber analizado la propagación de la luz en medios girótropos y anisótropos, estudiaremos las diferentes estructuras de los aisladores utilizados en óptica no guiada.

En el segundo capítulo, tras realizar un breve repaso de las características de los materiales magnetoópticos, se justificará su utilización en la implementación del aislador, obteniendo la relación entre los efectos magnetoópticos y el tensor de permitividad eléctrica.

En el tercer capítulo se analizará la propagación en guías planas magnetoópticas, dedicando especial interés a las características de no reciprocidad que estas guías presentan.

Con la teoría de guías magnetoópticas establecida, entraremos en el análisis de aisladores basados en una guía formada por un granate de itrio y hierro con incorporación de galio y gadolinio crecido en la dirección [111] por epitaxia en fase líquida sobre un sustrato de GGG. Este análisis nos permitirá definir dos tipos de aisladores, los que poseen una imanación uniforme en toda su superficie y aquellos en los que existen dos zonas con diferente imanación. Antes de entrar en el diseño de estos dos tipos de aisladores, comprobaremos como una estructura multicapa es la adecuada para asegurar propagación monomodo. Acabaremos el capítulo proponiendo dos prototipos diferentes,

comentando la posibilidad de mejora que existe si se utiliza la anisotropía inducida por las tensiones generadas por el desacuerdo existente entre los parámetros de malla de las capas delgadas y del sustrato.

En el capítulo V realizaremos la caracterización experimental de muestras de GdGa-YIG fabricadas por el procedimiento de epitaxia en fase líquida, dedicando especial atención a la medida de los índices de refracción , el grosor y la atenuación del material. Por último, mediante el sistema clásico de medida directa realizaremos el estudio del efecto Faraday que permitirá medir los valores de los coeficientes magnetoópticos de las muestras utilizadas.

-Deseamos agradecer, para terminar, la valiosa ayuda recibida por parte de D.Alfredo Cano, auxiliar de investigación de la E.T.S.I. de Telecomunicación de Barcelona, en el diseño y elaboración de varios componentes de la parte experimental de esta tesis. Igualmente, queremos hacer patente nuestro agradecimiento al Dr. J.M. Desvignes, del "Laboratoire de Magnetisme et d'Optique des Solides" en Meudon, Paris, por su colaboración al fabricar y proporcionarnos las muestras magnetoópticas de capa delgada.

CAPITULO I

CONCEPTOS BASICOS.FUNDAMENTOS DEL AISLADOR MAGNETOOPTICO

I.1 INTRODUCCION

Los aisladores forman parte del conjunto de dispositivos denominados "no recíprocos". Estos dispositivos se caracterizan por presentar propiedades distintas según sea el sentido de propagación de la onda que viaja a través de ellos, y deben, por tanto, ser implementados a partir de materiales que presenten propiedades no recíprocas. Estos materiales son los llamados materiales girótropos. Se puede por tanto fabricar un aislador óptico mediante el uso combinado de un medio girótropro que induzca un giro de 45° en la polarización del campo eléctrico de la luz propagada y de dos polarizadores con 45° de azimut.

En la óptica integrada es más conveniente el uso de polarizadores con azimuts de 0° y 90° . Para realizar un aislador con estos polarizadores se requiere la presencia de materiales anisótropos.

Antes de entrar en el análisis concreto del aislador, es conveniente realizar un estudio de la propagación de la luz en estos dos tipos de materiales.

Para llevar a cabo este análisis vamos a suponer que una onda plana de frecuencia ω y vector de onda \vec{k} se propaga en un medio caracterizado por un tensor de permitividad $\epsilon_0[\epsilon_r]$ y un tensor de permeabilidad $\mu_0[\mu_r]$. A partir de las ecuaciones de Maxwell se obtienen las relaciones

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu_0 [\mu_r] \vec{H} \quad (I.1)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \epsilon_0 [\epsilon_r] \vec{E} \quad (I.2)$$

Para una onda cuya dirección de propagación coincide con el eje x de nuestro sistema de referencia, las ecuaciones anteriores se transforman en el sistema

$$\begin{bmatrix} \omega\epsilon_0 \epsilon_{xx} & \omega\epsilon_0 \epsilon_{xy} & \omega\epsilon_0 \epsilon_{xz} & 0 & 0 & 0 \\ \omega\epsilon_0 \epsilon_{yx} & \omega\epsilon_0 \epsilon_{yy} & \omega\epsilon_0 \epsilon_{yz} & 0 & 0 & -k \\ \omega\epsilon_0 \epsilon_{zx} & \omega\epsilon_0 \epsilon_{zy} & \omega\epsilon_0 \epsilon_{zz} & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega\mu_0 \mu_{xx} & \omega\mu_0 \mu_{xy} & \omega\mu_0 \mu_{xz} \\ 0 & 0 & k & \omega\mu_0 \mu_{yx} & \omega\mu_0 \mu_{yy} & \omega\mu_0 \mu_{yz} \\ 0 & -k & 0 & \omega\mu_0 \mu_{zx} & \omega\mu_0 \mu_{zy} & \omega\mu_0 \mu_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (I.3)$$

a partir del cual podrán obtenerse los modos propios y las características de propagación en los diferentes materiales.

I.2 MATERIALES GIROTROPOS

Los materiales girótropos vienen caracterizados por un tensor de permitividad eléctrica o de permeabilidad magnética (o ambos, lo que corresponderá a los llamados materiales bigirótropos) antisimétrico con elementos de fuera de la diagonal imaginarios puros, siendo sus modos propios de propagación polarizaciones circulares a derecha e izquierda. Si consideramos además que los materiales no presentan pérdidas, los elementos de la diagonal principal serán reales y el tensor hermitico, adoptando la forma

$$[\epsilon, \mu] = (\epsilon_0, \mu_0) \begin{bmatrix} \epsilon_r, \mu_r & jg & jg \\ -jg & \epsilon_r, \mu_r & jg \\ -jg & -jg & \epsilon_r, \mu_r \end{bmatrix} \quad (I.4)$$

Para analizar la propagación de una onda plana en un medio girótropo, resulta conveniente tomar el caso particular

$$[\epsilon, \mu] = (\epsilon_0, \mu_0) \begin{bmatrix} \epsilon_r, \mu_r & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r, \mu_r & jg \\ 0 & -jg & \epsilon_r, \mu_r \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

que corresponde al material magnetoóptico que estudiaremos posteriormente, y dividir estos materiales en tres grupos:

- girótropos eléctricos: ϵ tensor, μ escalar
- girótropos magnéticos: ϵ escalar, μ tensor
- bigirótropos: ϵ y μ tensores

I.2.1 Materiales girótropos eléctricos

(Para distinguir estos materiales del resto de materiales girótropos vamos a añadir el superíndice "e" al parámetro "g" que mide la girotropía)

Para estos materiales, el sistema (I.3) que rige la propagación se reduce a

$$\begin{bmatrix} \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega \epsilon_0 \epsilon_r & j\omega \epsilon_0 g^e & 0 & 0 & -k \\ 0 & -j\omega \epsilon_0 g^e & \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega \mu_0 \mu_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k & 0 & \omega \mu_0 \mu_r & 0 \\ 0 & -k & 0 & 0 & 0 & \omega \mu_0 \mu_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (1.6)$$

sistema de ecuaciones homogéneas cuyo determinante debe anularse. Esta condición conduce a las soluciones

$$k_{1,2} = k_0 (\mu_r \epsilon_r \pm \mu_r g^e)^{1/2} \quad (1.7)$$

y como consecuencia, sólo dos de las seis amplitudes de los campos permanecen independientes

y como consecuencia, sólo dos de las seis amplitudes de los campos permanecen independientes

$$\frac{E_z}{E_y} = \pm j ; H_y = - \frac{k}{\omega \mu_0 \mu_r} E_z ; H_z = \frac{k}{\omega \mu_0 \mu_r} E_y ; E_x = H_x = 0 \quad (I.8)$$

I.2.2 Materiales girótropos magnéticos

(En estos materiales añadimos el superíndice "m" al parámetro "g")

Aquí, el sistema que rige la propagación es

$$\begin{bmatrix} \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & 0 & 0 & -k \\ 0 & 0 & \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega \mu_0 \mu_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k & 0 & \omega \mu_0 \mu_r & j\omega \mu_0 g^m \\ 0 & -k & 0 & 0 & -j\omega \mu_0 g^m & \omega \mu_0 \mu_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (I.9)$$

cuyas soluciones son

$$k_{1,2} = k_0 (\mu_r \epsilon_r \pm \epsilon_r g^m)^{1/2} \quad (I.10)$$

y las componentes de los campos cumplen

$$\frac{H_y}{H_z} = \pm j ; E_y = - \frac{k}{\omega \mu_0 \epsilon_r} H_z ; E_z = \frac{k}{\omega \mu_0 \epsilon_r} H_y ; E_x = H_x = 0 \quad (I.11)$$

Comparando estas expresiones con las obtenidas para los materiales giroeléctricos podemos definir un parámetro de girotropía eléctrica equivalente para los materiales giromagnéticos dado por

$$g_{eq}^e = \frac{\epsilon_r}{\mu_r} g^m \quad (I.12)$$

I.2.3 Materiales bigirótopos

Para estos materiales el sistema que rige la propagación adopta la forma

$$\begin{bmatrix} \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega \epsilon_0 \epsilon_r & j\omega \epsilon_0 g^e & 0 & 0 & -k \\ 0 & -j\omega \epsilon_0 g^e & \omega \epsilon_0 \epsilon_r & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega \mu_0 \mu_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k & 0 & \omega \mu_0 \mu_r & j\omega \mu_0 g^m \\ 0 & -k & 0 & 0 & -j\omega \mu_0 g^m & \omega \mu_0 \mu_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (I.13)$$

siendo en este caso sus soluciones

$$k_{1,2} = k_0 [\mu_r \epsilon_r \pm (\mu_r g^e + \epsilon_r g^m \pm g^e g^m)]^{1/2} \quad (I.14)$$

Considerando que, en los materiales que utilizaremos, el parámetro de girotopía es pequeño, podemos despreciar el término cuadrático en (I.14), quedando

$$k_{1,2} = k_0 [\mu_r \epsilon_r \pm (\mu_r g^e + \epsilon_r g^m)]^{1/2} \quad (I.15)$$

expresión que permite definir una girotopía eléctrica equivalente

$$g_{eq}^e = g^e + \frac{\epsilon_r}{\mu_r} g^m \quad (I.16)$$

I.2.4 Propagación en un material girótopo

Vamos a analizar en este apartado la propagación de una onda plana en un material girótopo eléctrico, lo cual no representa ningún tipo de restricción pues ya hemos visto que a cualquier material girótopo se le puede hacer corresponder uno eléctrico equivalente. Para estos materiales, las constantes de propagación de los dos modos propios son

$$k_{d,i} = k_0 (\mu_r \epsilon_r \pm \mu_r g)^{1/2} \quad (\text{I.17})$$

donde los subíndices "d" e "i" corresponden a las ondas polarizadas circularmente por la derecha y por la izquierda respectivamente. Dado el orden de magnitud del parámetro "g" (en los materiales que utilizaremos del orden de 10^{-4}), podemos desarrollar en serie las expresiones de las constantes de propagación de los modos propios conservando exclusivamente los términos de primer orden. De esta forma, (I.17) se reduce a

$$k_{d,i} = k_0 n \left(1 \pm \frac{g}{2\epsilon_r} \right) \quad (\text{I.18})$$

donde n es el índice de refracción del medio.

Sea una onda plana incidente polarizada linealmente dada por la expresión

$$\vec{E}_I = (A_0 \hat{y} + B_0 \hat{z}) e^{-j(\omega t - kx)} \quad (\text{I.19})$$

con A_0 y B_0 reales. Al entrar en el material esta onda se descompone en los dos modos propios del material girótropo (ondas circulares a derecha e izquierda)

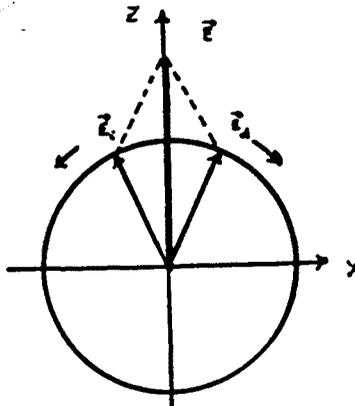


Figura I.1. Descomposición de una polarización lineal en ondas circulares a la derecha y a la izquierda.

De acuerdo con la figura I.1, esta onda incidente podrá expresarse en la forma

$$\vec{E}_I = \left(\frac{A_0}{2} - j \frac{B_0}{2} \right) \vec{E}_d + \left(\frac{A_0}{2} + j \frac{B_0}{2} \right) \vec{E}_1 \quad (I.20)$$

donde \vec{E}_d y \vec{E}_1 representan los campos correspondientes a los dos modos propios del material. Al cabo de una distancia x de propagación, la

$$\vec{E}_I = \left(\frac{A_0}{2} - j \frac{B_0}{2} \right) \vec{E}_d e^{jk_d x} + \left(\frac{A_0}{2} + j \frac{B_0}{2} \right) \vec{E}_1 e^{jk_1 x} \quad (I.21)$$

Si expresamos la onda emergente del material E_o como

$$\vec{E}_o = (A\hat{y} + B\hat{z}) e^{-j(\omega t - kx)} \quad (I.22)$$

podemos hallar, con la ayuda de la expresión (I.18), la matriz de transmisión del material (relación entre las amplitudes de salida A y B y las de entrada A_o y B_o). Esta matriz, para un material girótopo adopta la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = e^{jk_o n x} \begin{bmatrix} \cos Rx & \text{sen } Rx \\ -\text{sen } Rx & \cos Rx \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_o \\ B_o \end{bmatrix} \quad (I.23)$$

donde R viene dado por

$$R = \frac{k_o n g}{2 \epsilon_r} \quad (I.24)$$

Consideremos ahora una onda plana incidente polarizada linealmente según la dirección Y ($B_0=0$); la onda emergente, de acuerdo con la expresión de la matriz de transmisión (I.24), se expresará

$$\vec{E}_0 = A_0 (\cos Rx \hat{y} - \text{sen } Rx \hat{z}) e^{jk_0 nx} \quad (\text{I.25})$$

que corresponde a una onda polarizada linealmente en una dirección que forma un ángulo φ con el eje Y

$$\varphi = Rx \quad (\text{I.26})$$

es decir, que la onda incidente ha sufrido un giro en su polarización de valor φ . La figura I.2 representa este fenómeno.

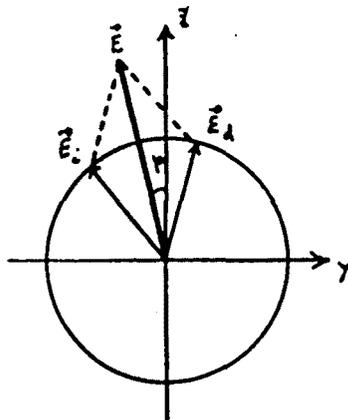


Figura I.2 Polarización lineal E de la luz girada un ángulo φ respecto de su dirección inicial (OY) en el curso de su propagación en el medio girótropo.

Se define la rotación específica como la rotación ϕ sufrida por la polarización (campo eléctrico E) de la luz incidente por unidad de longitud recorrida en el medio. A menudo se expresa en grados por centímetro. A partir de (I.24) y (I.26) se desprende que

$$\phi = \frac{k_0 n g}{2 \epsilon_r} \quad (\text{I.27})$$

I.2.4.1 No reciprocidad de los medios girótropos

Una de las propiedades más importantes de los medios girótropos es su no reciprocidad, entendiendo por ésta el diferente comportamiento que presenta el material al invertir el sentido de la propagación. Esta propiedad es la que los hace imprescindibles en la realización de aisladores.

Hemos visto la matriz de transmisión de un material girótrofo, que, aparte de un término de fase común, tiene la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos Rx & -\text{sen } Rx \\ \text{sen } Rx & \cos Rx \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.28})$$

Si se invierte el sentido de propagación, puede comprobarse que la matriz de transmisión adopta la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos Rx & \text{sen } Rx \\ -\text{sen } Rx & \cos Rx \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.29})$$

donde por comodidad mantenemos el sistema de referencia. De la expresión de estas matrices se induce que si se invierte el sentido de propagación, el ángulo de giro de la polarización lineal se invierte a su vez. En la figura I.3 se ha representado esquemáticamente este fenómeno.

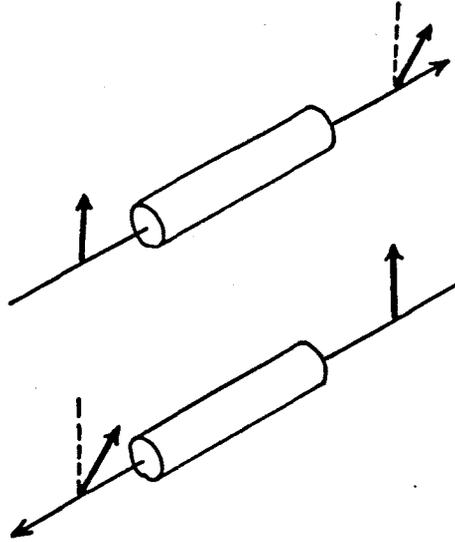


Figura I.3 No reciprocidad en la propagación de la luz a través de un medio girótropo.

I.3 MATERIALES ANISOTROPOS

Los materiales anisótropos se caracterizan por ser sus modos propios de vibración polarizaciones lineales ortogonales entre sí y vienen caracterizados por un tensor de permitividad o de permeabilidad (o ambos) de la forma

$$[\epsilon, \mu] = (\epsilon_0, \mu_0) \begin{bmatrix} (\epsilon_r, \mu_r) + a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{12} & (\epsilon_r, \mu_r) + a_{22} & a_{23} \\ a_{13} & a_{23} & (\epsilon_r, \mu_r) + a_{33} \end{bmatrix} \quad (I.30)$$

donde los términos a_{ij} son reales y el tensor es simétrico. Si además consideramos despreciables las pérdidas en el material, los elementos de la diagonal serán también reales y el tensor será hermitico.

Al igual que hemos hecho con los materiales girótropos, es conveniente tomar un caso particular de tensor de la forma

$$[\epsilon, \mu] = (\epsilon_0, \mu_0) \begin{bmatrix} (\epsilon_r, \mu_r) + a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & (\epsilon_r, \mu_r) + a_{22} & a_{23} \\ 0 & a_{23} & (\epsilon_r, \mu_r) + a_{33} \end{bmatrix} \quad (I.31)$$

y dividir a su vez estos materiales en tres grupos:

- anisótropos eléctricos: ϵ tensor, μ escalar
- anisótropos magnéticos: ϵ escalar, μ tensor
- doblemente anisótropos: ϵ y μ tensores

Aquí nos vamos a limitar a realizar el estudio para los materiales anisótropos eléctricos pues, al igual que ocurría con los materiales girótropos, se podrá definir una anisotropía eléctrica equivalente para el resto de materiales.

I.3.1 MATERIALES ANISOTROPOS ELECTRICOS

Con las consideraciones realizadas en el punto anterior, las ecuaciones que rigen la propagación (I.3) se reducen a

$$\begin{bmatrix} \omega\epsilon_0(\epsilon_r + a_{11}) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega\epsilon_0(\epsilon_r + a_{22}) & \omega\epsilon_0 a_{23} & 0 & 0 & -k \\ 0 & \omega\epsilon_0 a_{23} & \omega\epsilon_0(\epsilon_r + a_{33}) & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega\mu_0\mu_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k & 0 & \omega\mu_0\mu_r & 0 \\ 0 & -k & 0 & 0 & 0 & \omega\mu_0\mu_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (I.32)$$

sistema de ecuaciones cuyo determinante debe anularse, conduciendo a las soluciones

$$k_{1,2}^2 = k_0^2 \frac{\mu_r}{2} [(2\epsilon_r + a_{22} + a_{33}) \pm ((a_{22} - a_{33})^2 + 4a_{23}^2)^{1/2}] \quad (I.33)$$

En el caso particular de $a_{22} = a_{33}$, estas soluciones adoptan la forma

$$k_{1,2}^2 = k_0^2 \mu_r (\epsilon_r + a_{22} \pm a_{23}) \quad (I.34)$$

y las dos amplitudes independientes de los campos cumplen

$$\frac{E_z}{E_y} = \pm 1 \quad (I.35)$$

que representan dos polarizaciones lineales ortogonales que forman un ángulo de 45° con los ejes de referencia. En el caso $a_{22} \neq a_{33}$, puede comprobarse que

$$\frac{E_z}{E_y} = Z \pm \sqrt{1 + Z^2} \quad Z = \frac{a_{33} - a_{22}}{2 a_{23}} \quad (I.36)$$

y seguirán siendo polarizaciones lineales ortogonales [1].

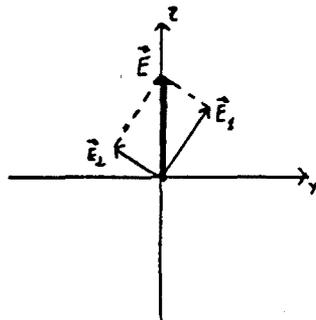


Figura I.4 Descomposición de la polarización incidente en los dos modos propios de un material anisótropo.

Toda onda plana polarizada linealmente incidente en un medio anisótropo dirigida según una de las dos direcciones definidas por los modos propios \vec{E}_1, \vec{E}_2 seguirá polarizada linealmente en el curso de su propagación. Para cualquier otra dirección de la polarización aparecerá un desfase ϕ entre las dos componentes lineales siguiendo E_1 y E_2 (en fase antes de penetrar en el material). El desfase acumulado en una longitud L valdrá

$$\phi = (k_1 - k_2) L \quad (I.37)$$

El desfase creado entre las dos componentes lineales de la luz por unidad de longitud se denomina desfase específico. La aparición progresiva de este desfase provocará la elipticidad de la luz al propagarse en el medio. En la figura I.5 puede verse este fenómeno.

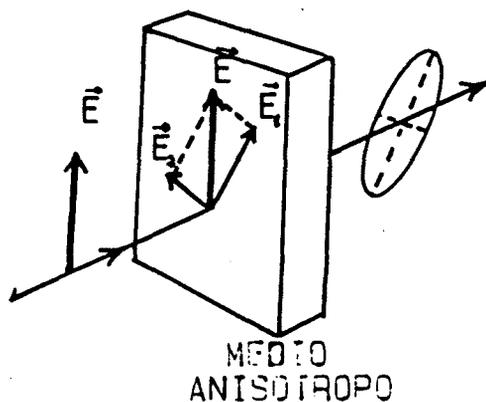


Figura I.5 *Elipticidad de la luz al propagarse a través de un medio anisótropo.*

I.3.2 Propagación en un medio anisótropo

Utilizando el mismo procedimiento que el empleado en el estudio de los materiales girótropos, podemos definir la matriz de transmisión de un material anisótropo, la cual tiene la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = e^{jkx} \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{1+Z^2}}{Z} \cos Rx - j \frac{\sin Rx}{Z} & \frac{j}{Z} \sin Rx \\ \frac{j}{Z} \sin Rx & \frac{\sqrt{1+Z^2}}{Z} \cos Rx + j \frac{\sin Rx}{Z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (I.38)$$

donde

$$k = \frac{1}{2} (k_1 + k_2) ; R = \frac{1}{2} (k_1 - k_2) \quad (I.39)$$

siendo k_1 y k_2 las definidas en (I.31) y Z la definida en (I.36).

Apliquemos esta matriz a un caso concreto. Sea una onda plana polarizada según la dirección y ($B_0=0$) incidente en el material. A la salida tendremos

$$A = \frac{\sqrt{1+Z^2}}{Z} \cos Rx - j \frac{\sin Rx}{Z} \quad (I.40)$$

$$B = \frac{j}{Z} \sin Rx \quad (I.41)$$

que representa una polarización elíptica, donde el eje mayor de la elipse que describe la onda forma un ángulo φ con la dirección OY dado por

$$\tan 2\varphi = \frac{\sqrt{1+Z^2} \sin 2Rx}{\cos 2Rx + Z^2} \quad (I.42)$$

y una elipticidad ($\tan \xi = \text{eje menor/eje mayor}$) dada por

$$\text{sen } 2\xi = \frac{2Z}{1 + Z^2} \text{sen}^2 R_x \quad (\text{I.43})$$

De la expresión (I.42) ó de la matriz de transmisión (I.38) puede deducirse la reciprocidad de los materiales anisótropos.

I.4 AISLADORES EN OPTICA NO GUIADA

Los aisladores, componentes importantes en los sistemas ópticos, son esenciales en sistemas de transmisión de datos de alta velocidad en frecuencias ópticas para proteger al laser de las reflexiones en la línea de transmisión [2].

Si entre el laser y la línea intercalamos un material girótropo de longitud L , tal que rote la polarización del campo incidente un ángulo φ , la luz que vuelva al laser producto de la reflexión habrá sufrido un giro 2φ en su polarización (suponiendo que en la reflexión no se produzca ningún cambio en la polarización). Si elegimos una longitud tal que el ángulo φ sea de 45° e introducimos entre el laser y el material girótropo un polarizador de azimut 0° , la luz reflejada habrá sufrido una rotación de 90° al llegar al polarizador, impidiendo éste su paso. Tenemos, pues, un aislador formado por dos elementos:

- polarizador de azimut 0°
- material girótropo de longitud adecuada para un ángulo de rotación de 45° .

El aislador así diseñado deja de presentar un funcionamiento correcto en el momento en que la reflexión en cualquiera de los elementos del sistema provoque una alteración en la polarización de la luz. Para evitar este problema debemos asegurar que la luz reflejada llegue al material girótropo en el camino de vuelta con una polarización de 45° . Para conseguirlo, debemos añadir a la salida del material otro polarizador, este con azimut a 45° , quedando el aislador

de la forma

- polarizador de azimut 0°
- material girótropro de 45° de rotación
- polarizador de azimut 45°

La figura I.6 muestra un aislador construido siguiendo este esquema.

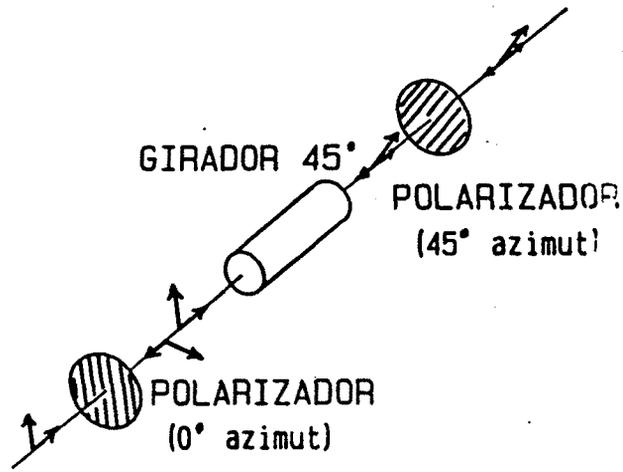


Figura I.6. Esquema de un aislador en óptica no guiada

Tomando la matriz de transmisión del material girótropro (I.23), llamando α_g al factor RL_g y no teniendo en cuenta el término de fase común, obtenemos la matriz de transmisión

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_g & \text{sen } \alpha_g \\ -\text{sen } \alpha_g & \cos \alpha_g \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.44})$$

para el sentido directo de propagación, y

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_g & -\text{sen } \alpha_g \\ \text{sen } \alpha_g & \cos \alpha_g \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.45})$$

para el sentido inverso.

Con la longitud correspondiente a un ángulo α_g de 45° , la matriz para el sentido directo toma la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.46})$$

y para el sentido inverso, como la luz atravesará dos veces al material, la matriz de transmisión será el producto de las matrices de ambos sentidos, quedando

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.47})$$

Este tipo de aislador, muy comunmente utilizado en óptica discreta, no es en cambio demasiado utilizado en óptica integrada pues requiere la presencia de dos polarizadores de diferente azimut, prefiriéndose la utilización de polarizadores de igual azimut.

Un diseño en esta línea consiste en asociar en cascada dos materiales, uno girótopo (no recíproco) y otro anisótropo (recíproco), de forma que cada uno de ellos provoque un giro de 45° en la

polarización de la luz, sumándose en una dirección ambos giros (giro total 90°) y restándose en la otra (giro total 0°). Si en el sentido directo de propagación los giros se suman, deberemos colocar dos polarizadores cruzados en los extremos, debiendo colocar dos polarizadores de igual azimut si en el sentido directo se restan. Es evidente, por tanto, que para la posterior utilización en óptica integrada buscaremos que los giros se resten en el sentido positivo (figura I.7).

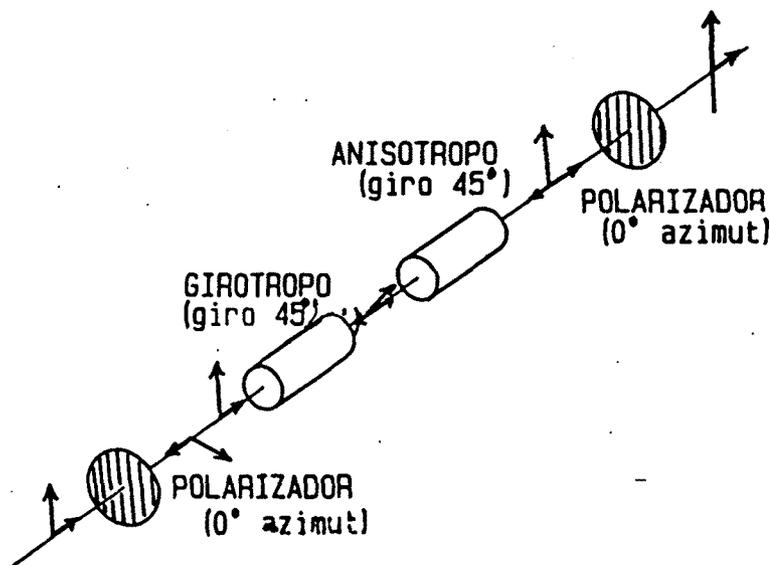


Figura I.7 Esquema de un aislador implementado con materiales girótropos y anisótropos.

Si para el material anisótropo (I.38) elegimos una longitud tal que $R_a L_a = \pi/2$, y definiendo un ángulo α_a de la forma

$$\operatorname{tg} \alpha_a = \frac{1}{Z} \quad (\text{I.48})$$

su matriz de transmisión adopta la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \frac{j}{\cos \alpha_a} \begin{bmatrix} -\cos \alpha_a & \operatorname{sen} \alpha_a \\ \operatorname{sen} \alpha_a & \cos \alpha_a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.49})$$

La asociación en cascada de los elementos girótropo y anisótropo en el sentido directo tendrá la forma

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \frac{j}{\cos \alpha_a} \begin{bmatrix} -\cos (\alpha_a + \alpha_g) & \text{sen} (\alpha_a + \alpha_g) \\ \text{sen} (\alpha_a + \alpha_g) & \cos (\alpha_a + \alpha_g) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.50})$$

y en el sentido inverso

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \frac{j}{\cos \alpha_a} \begin{bmatrix} -\cos (\alpha_a - \alpha_g) & \text{sen} (\alpha_a - \alpha_g) \\ \text{sen} (\alpha_a - \alpha_g) & \cos (\alpha_a - \alpha_g) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.51})$$

Tomando $\alpha_a = -\pi/4$ y $\alpha_g = \pi/4$, las matrices quedan

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = j \sqrt{2} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.52})$$

y

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = j \sqrt{2} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.53})$$

CAPITULO II

ESTUDIO DE LA PROPAGACION EN MATERIALES MAGNETOOPTICOS

II.1 INTRODUCCION

Hemos visto en el primer capítulo la necesidad de utilizar materiales girótropos y anisótropos para la implementación de un aislador óptico. Para obtener las mejores prestaciones del dispositivo estos materiales deben tener

- alto parámetro de girótrofia y elevada anisotropía para reducir las dimensiones del dispositivo
- pequeña absorción a las frecuencias de trabajo
- alta tolerancia con la temperatura y con la frecuencia

Los granates ferrimagnéticos de fórmula general $R_3Fe_5O_{12}$, donde R representa un ión metálico trivalente, son actualmente los materiales que mejor verifican estas propiedades. Estos granates son materiales magnetoópticos, pues sus propiedades ópticas varían con la aplicación de un campo magnético externo al producirse una interacción entre la luz y los dipolos eléctricos y magnéticos inducidos en el material. Esta interacción luz-materia se traduce en la aparición de dos tipos diferentes de birrefringencia: una birrefringencia magnética circular en el visible e infrarrojo cercano (rotación Faraday), que es el efecto magnetoóptico principal, y una birrefringencia magnética lineal (desfasaje Cotton-Mouton o Voigt) que se hace importante en los granates ferrimagnéticos sustituidos con tierras raras.

De entre los diferentes granates ferrimagnéticos, el más importante es aquel en que $R=Y$ ($Y_3Fe_5O_{12}$), llamado comunmente YIG, pues es el que presenta mayores efectos magnetoópticos. Mediante diversas sustituciones de iones Y y Fe por iones diamagnéticos ($Gd_x Y_{3-x} Ga_y Fe_{5-y} O_{12}$, $Bi_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$...) puede lograrse intensificar los

efectos magnetoópticos manteniendo los niveles de absorción óptica.

En este capítulo, tras una breve reseña histórica de los granates, realizaremos un análisis cualitativo de las interacciones luz-materia, justificándose la posibilidad de describir los efectos magnetoópticos como interacciones denominadas de tipo "dipolo eléctrico" y "dipolo magnético". Esto permitirá llegar a unas expresiones compactas de los tensores de permitividad y permeabilidad del material en función de la imanación interna existente provocada por el campo magnético externo aplicado, definiendo unos coeficientes magnetoópticos que serán los que a partir de ese momento caracterizarán al material.

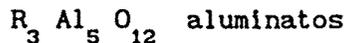
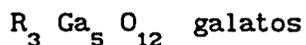
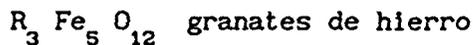
Con estos tensores y con la ayuda de las ecuaciones de Maxwell describiremos la propagación de la luz en el material, obteniendo expresiones analíticas para los dos tipos de efectos magnetoópticos anteriormente citados (rotación Faraday-desfasaje Cotton-Mouton).

Dado que las guías por nosotros utilizadas han sido fabricadas por el procedimiento de epitaxia en fase líquida (LPE) con la dirección de crecimiento coincidente con el eje cristalográfico $|111|$, transformaremos la expresión de los tensores, que originariamente habrán sido deducidos en función de los ejes cristalográficos de la red cúbica, al nuevo sistema de ejes cristalográficos.

II.2 GRANATES FERRIMAGNETICOS.

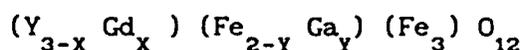
La búsqueda de materiales para la óptica integrada ha sido orientada hacia los monocristales debido a las pérdidas elevadas de los policristales y amorfos. De entre los monocristales, sólo los de buena calidad cristalográfica son adecuados. Los que mejor calidad presentan son los granates artificiales (llamados así por tener una estructura cristalográfica similar a los granates naturales) fabricados por primera vez en 1956, de los cuales un cierto número (los de hierro) tienen asimismo propiedades magnéticas útiles para la realización de dispositivos.

Existen tres tipos de granates puros [3] de fórmulas:

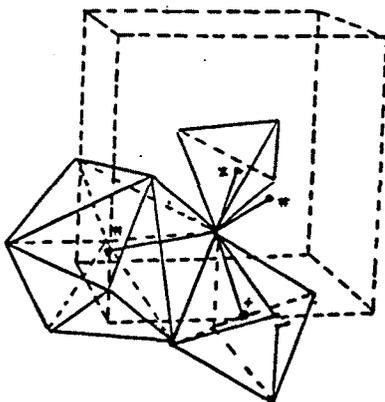


donde R es un ión metálico trivalente.

En este trabajo se han utilizado granates de itrio-hierro, en los que se ha realizado una sustitución iónica por elementos de galio y gadolinio (GdGa-YIG), de fórmula general



En la figura II.1 se muestra la estructura cristalográfica de este tipo de granates.



- Fe³⁺ "a" octaédrico
- * Fe³⁺ "d" tetraédrico
- * Y³⁺ "c" dodecaédrico

Figura II.1 Estructura cristalográfica del GdGa-YIG

Contrariamente a las ferritas, cuyas propiedades dependen fuertemente de su composición, en los diferentes granates estas propiedades son similares. Así, la sustitución de una tierra rara por otra en un granate [4] no modifica sino cuantitativamente las propiedades magnéticas, lo que permite un fácil control de las mismas, siendo esta una de las razones del interés de este tipo de materiales

en la óptica integrada.

Mediante sustituciones podemos aumentar la rotación Faraday o el desfase Cotton-Mouton [5], desgraciadamente estas sustituciones presentan el inconveniente de incrementar la diferencia entre los parámetros de malla del material y del sustrato sobre el que se crecerán provocando deformaciones en la interfase de ambos así como una anisotropía óptica. En cualquier caso cabe señalar que, como se demostrará, esta anisotropía puede utilizarse para inducir una birrefringencia artificial útil en el diseño de dispositivos ópticos.

Dillon [6] realizó en 1958 los primeros estudios sobre la rotación Faraday en los granates ferrimagnéticos, demostrando la alta calidad magnetoóptica de este tipo de materiales. Trabajos posteriores analizaron la contribución de los iones de hierro a los efectos magnetoópticos de primer orden. En 1967, Dixon y Matthens [7] obtuvieron los coeficientes del tensor fotoelástico del granate ferrimagnético de itrio (YIG), resultado utilizado posteriormente en el cálculo de la birrefringencia inducida por tensión en la obtención de láminas delgadas de material magnetoóptico por LPE. Dillon et al. [8], Pisarev et al. [9] mostraron en el año 1969 la importancia de los efectos magnetoópticos de segundo orden, que lejos de ser despreciables, alcanzan valores comparables al efecto de primer orden en los granates ferrimagnéticos. Sin embargo, los métodos clásicos de crecimiento de granates de dimensiones apreciables resultaron ineficaces para la fabricación de láminas delgadas. A partir de 1971, el método de epitaxia en fase líquida se adaptó a la fabricación de granates, permitiendo el nacimiento de una nueva era en la óptica integrada caracterizada por el desarrollo creciente de una tecnología de fabricación de circuitos ópticos miniaturizados. En el mismo año, Pisarev [10] definió el concepto de coeficiente magnetoóptico. En el año 1972, Tien [11] al disponer de capas delgadas de monocristal de granate, consiguió por primera vez propagar la luz en un granate ferrimagnético de itrio sustituido por escandio. Linch Jr. y Dillon Jr. [12] midieron en 1972 la birrefringencia producida por tensión en

algunos granates magnéticos (YIG; YbIG, GdTbIG).

Las propiedades magnetoópticas y las aplicaciones de granates ferrimagnéticos de bismuto, así como una discusión sobre el origen microscópico de los efectos magnetoópticos fueron analizadas por Scott y Lacklin en 1976 [13].

Pisarev y Tucciarone [14] investigaron en 1981 el efecto que produce sobre la birrefringencia magnética lineal la incorporación de tierras raras a los granates ferrimagnéticos.

Una referencia obligada es el estudio sobre las propiedades magnéticas y magnetoópticas realizado por Hansen-Kramme en 1984 [15], analizando el efecto de la incorporación de Pb y Bi en películas delgadas de YIG en el espectro visible.

Estudios recientes sobre la incorporación de bismuto en el YIG en las bandas de interés para transmisión de información mediante fibra óptica (1.3 μm , 1.55 μm) han sido efectuados por Le Gall [16] en 1987.

El crecimiento epitaxial de películas de granates de itrio y bismuto mediante la técnica de sputtering por haz iónico ha sido investigado por Okuda en 1987 [17].

II.3 DESCRIPCION DE LOS EFECTOS MAGNETOOPTICOS MEDIANTE DIPOLOS INDUCIDOS POR LA RADIACION.

Los efectos magnetoópticos tienen lugar en un material magnético de simetría cúbica, cuya imanación interna m se supone uniforme en todo el volumen del medio y además estática, o de frecuencia muy pequeña comparada con la de la onda electromagnética de frecuencia óptica que lo atravesará.

Para describir macroscópicamente los efectos magnetoópticos utilizaremos un desarrollo de los tensores de permitividad eléctrica (ϵ) y permeabilidad magnética (μ) del medio en potencias crecientes de

la imanación interna. De este modo escribiremos

$$(\epsilon) = (\epsilon)^{(0)} + (\epsilon)^{(m)} = (\epsilon)^{(0)} + (\epsilon)^{(1)} + (\epsilon)^{(2)} \quad (\text{II.1})$$

$$(\mu) = (\mu)^{(0)} + (\mu)^{(m)} = (\mu)^{(0)} + (\mu)^{(1)} + (\mu)^{(2)} \quad (\text{II.2})$$

donde $(\epsilon)^{(0)}$, $(\mu)^{(0)}$ son la permitividad y permeabilidad en ausencia de imanación y $(\epsilon)^{(m)}$, $(\mu)^{(m)}$ serán los términos que describan el efecto que sobre el medio tiene la aplicación de un campo magnético externo. El desarrollo únicamente abarca los términos de primer y segundo orden, siendo despreciables los de orden superior. Esta simplificación se justifica totalmente a partir de resultados empíricos. El hecho de que m sea estática supone que tanto (ϵ) como (μ) también lo serán y las propiedades magnéticas y magnetoópticas del medio serán invariantes en el tiempo. A partir de los tensores (ϵ) y (μ) , los tensores de susceptibilidad eléctrica y magnética se definen respectivamente

$$(X^e) = (X^e)^{(0)} + (X^e)^{(1)} + (X^e)^{(2)} \quad (\text{II.3})$$

$$(X^m) = (X^m)^{(0)} + (X^m)^{(1)} + (X^m)^{(2)} \quad (\text{II.4})$$

mediante el desarrollo descrito anteriormente.

La propagación de una onda electromagnética en el material originará la creación de dipolos eléctricos y magnéticos inducidos, cuyo momento dipolar vendrá dado por

$$P = \epsilon_0 X^e E = P^{(0)} + P^{(1)} + P^{(2)} \quad (\text{II.5})$$

$$M = X^m H = M^{(0)} + M^{(1)} + M^{(2)} \quad (\text{II.6})$$

donde E y H son los campos de la onda incidente. El cálculo de la divergencia del vector de Poynting, permitirá analizar las contribuciones relativas de los efectos magnetoópticos a las densidades de energía electromagnéticas del medio. A partir de la definición del

vector de Poynting se obtiene

$$\nabla \cdot \mathcal{P} = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left[(\epsilon)^{(0)} E^2 + (\mu)^{(0)} H^2 \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\epsilon_0 \{ (X^e)^{(1)} + (X^e)^{(2)} \} E^2 + \mu_0 \{ (X^m)^{(1)} + (X^m)^{(2)} \} H^2 \right] \quad (\text{II.7})$$

El primer término representa el efecto Joule por unidad de volumen. En el segundo término obtenemos la variación temporal de la densidad de energía electromagnética del medio en ausencia de efectos magnetoópticos. En el tercer término tenemos la variación temporal de la contribución de los efectos magnetoópticos a la densidad de energía electromagnética en el medio. Si definimos W_{mo} como la densidad de energía causada por los efectos M.O., podremos escribir

$$W_{mo} = \frac{1}{2} \left[\epsilon_0 \{ (X^e)^{(1)} + (X^e)^{(2)} \} E^2 + \mu_0 \{ (X^m)^{(1)} + (X^m)^{(2)} \} H^2 \right] = W_{mo}^e + W_{mo}^m \quad (\text{II.8})$$

donde W_{mo}^e es la contribución debida al campo eléctrico de la onda y W_{mo}^m la debida al campo magnético. Con ayuda de (II.5) y (II.6), podemos expresar estas densidades de energía en la forma

$$W_{mo}^e = \frac{1}{2} \left[\mathbf{E} \cdot (\mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)}) \right] \quad (\text{II.9})$$

$$W_{mo}^m = \frac{\mu_0}{2} \left[\mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}^{(1)} + \mathbf{M}^{(2)}) \right] \quad (\text{II.10})$$

Las expresiones anteriores muestran que la interacción entre la luz incidente y el medio sometido a un campo exterior se traduce por una parte en un acoplo entre el campo eléctrico \mathbf{E} de la radiación y los dipolos eléctricos $\mathbf{P}^{(1)}$ y $\mathbf{P}^{(2)}$ inducidos y por otra parte por un acoplo

entre el campo \vec{H} de la radiación y los dipolos magnéticos $M^{(1)}$ y $M^{(2)}$ inducidos. Estos dipolos se crean por la interacción entre la radiación incidente y los iones magnéticos del cristal, que se manifiesta en una transición real (absorción de la radiación) o virtual (dispersión) que afecta a los electrones del ión considerado bajo la acción sea de la parte dipolar eléctrica W_{mo}^e o de la parte dipolar magnética W_{mo}^m del hamiltoniano de interacción entre la onda incidente y el ión magnético. En el dominio óptico (visible e IR cercano) ninguna transición real dipolar está permitida para los iones magnéticos del material [18], de modo que en lo sucesivo el medio se considerará ópticamente transparente en la banda de frecuencias de interés en las comunicaciones ópticas.

II.3.1 Interacciones magnetoópticas tipo dipolo eléctrico

En ausencia de campo magnético, el tensor de permitividad $[\epsilon]$ y su inverso $[B] = [\epsilon]^{-1}$, son simétricos. La presencia de un campo magnético externo constante induce una imanación interna m , y el tensor B_{ij} se transforma en antisimétrico; existe, pues, una modificación de las componentes del tensor que expresaremos mediante ΔB_{ij} . Así tendremos

$$B_{ij}^{(m)} = B_{ij}^{(0)} + \Delta B_{ij} \quad (II.11)$$

donde $B_{ij}^{(m)}$ hace referencia al tensor en presencia de imanación y $B_{ij}^{(0)}$ en ausencia de imanación. Desarrollando ΔB_{ij} en potencias crecientes de la imanación y quedándonos exclusivamente con los términos de orden 2 o inferiores, podremos escribir

$$\Delta B_{ij} = b_{ijk}^{(e)} m_k + b_{ijkl}^{(e)} m_k m_l \quad (II.12)$$

donde los coeficientes b son tensores y se definen como los "coeficientes magnetoópticos" del material. El coeficiente $b_{ijk}^{(e)}$ es un tensor de tercer orden y representa el coeficiente M.O. de primer orden de tipo dipolo eléctrico, mientras que el coeficiente $b_{ijkl}^{(e)}$ es un

tensor de cuarto orden y representa al coeficiente magnetoóptico de segundo orden de tipo dipolo eléctrico.

Como en los materiales de nuestro interés se cumplirá $\Delta B_{ij} \ll B_{ij}$, podremos expresar

$$\Delta \epsilon_{ij} = - \epsilon_{ii}^{(0)} \epsilon_{jj}^{(0)} \Delta B_{ij} \quad (\text{II.13})$$

donde

$$\Delta \epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{(m)} - \epsilon_{ij}^{(0)} \quad (\text{II.14})$$

es decir, la diferencia entre los tensores de permitividad en presencia y ausencia de imanación. Una vez establecida la relación (II.13), podremos introducir los efectos magnetoópticos en el tensor de permitividad.

En ausencia de campo magnético externo, el material de nuestro interés es isótropo, con lo cual se tiene

$$\epsilon_{ii} = \epsilon_{jj} = n_0^2 \quad (\text{II.15})$$

siendo n_0 el índice de refracción del material, pudiendo escribirse

$$\epsilon_{ij}^{(m)} = \epsilon_{ij}^{(0)} + \Delta \epsilon_{ij} = n_0^2 \delta_{ij} - n_0^4 \Delta B_{ij} \quad (\text{II.16})$$

donde δ_{ij} es la delta de Krönecker. A partir de esta relación y de (II.12) podemos expresar el tensor de permitividad en función de los coeficientes magnetoópticos en la forma

$$\epsilon_{ij}^{(m)} = \epsilon_{ij}^{(0)} + \epsilon_{ij}^{(1)} + \epsilon_{ij}^{(2)} = n_0^2 + f_{ijk}^{(e)} m_k + f_{ijkl}^{(e)} m_k m_l \quad (\text{II.17})$$

donde hemos definido

$$f_{ijk}^{(e)} = -n_0^4 b_{ijk}^{(e)} \quad \text{y} \quad f_{ijkl}^{(e)} = -n_0^4 b_{ijkl}^{(e)} \quad (\text{II.18})$$

tensores que definirán los efectos magnetoópticos de primer y segundo orden respectivamente.

En general, las componentes del tensor de permitividad serán complejos, resultando conveniente separar las partes real e imaginaria

$$\epsilon_{ij}^{(m)} = \epsilon'_{ij} + j \epsilon''_{ij} \quad (\text{II.19})$$

siendo ϵ'_{ij} y ϵ''_{ij} reales. Por otro lado, podemos descomponer el tensor $\epsilon_{ij}^{(m)}$ en la suma de un tensor hermitico $\epsilon_{ij}^H = (\epsilon_{ij}^{(m)} + \epsilon_{ji}^{(m)*})/2$ y otro antihermitico $\epsilon_{ij}^{AH} = (\epsilon_{ij}^{(m)} - \epsilon_{ji}^{(m)*})/2$

$$\epsilon_{ij}^{(m)} = \epsilon_{ij}^H + \epsilon_{ij}^{AH} = \frac{\epsilon_{ij}^{(m)} + \epsilon_{ji}^{(m)*}}{2} + \frac{\epsilon_{ij}^{(m)} - \epsilon_{ji}^{(m)*}}{2} \quad (\text{II.20})$$

Si imponemos la condición de medio no absorbente, se cumplirá [19] que $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}^*$ y la parte antihermitica del tensor se anulará, quedando

$$\epsilon_{ij}^{(m)} = \epsilon_{ij}^H = \frac{\epsilon_{ij} + \epsilon_{ji}^*}{2} = \epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}^* \quad (\text{II.21})$$

Este resultado impone restricciones a las partes real e imaginaria del tensor. A partir de (II.19) obtenemos

$$\epsilon_{ij}^{(m)} = \epsilon'_{ij} + j \epsilon''_{ij} \quad (\text{II.22})$$

$$\epsilon_{ji}^{(m)} = \epsilon'_{ji} + j \epsilon''_{ji} \quad (\text{II.23})$$

y

$$\epsilon_{ji}^{(m)*} = \epsilon'_{ji} - j \epsilon''_{ji} \quad (\text{II.24})$$

Teniendo en cuenta que $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}^*$, obtenemos las siguientes relaciones para la parte real e imaginaria del tensor de permitividad

$$\epsilon'_{ij} = \epsilon'_{ji} \quad (\text{II.25})$$

$$\epsilon''_{ij} = -\epsilon''_{ji} \quad (\text{II.26})$$

es decir, que el tensor ϵ'_{ij} es real y simétrico mientras que el tensor ϵ''_{ij} será real y antisimétrico.

Por otro lado, según el principio generalizado de simetría de los coeficientes cinéticos $\epsilon_{ij}(m) = \epsilon_{ji}(-m)$, obteniéndose la relación

$$\epsilon'_{ij}(m) = \epsilon'_{ji}(-m) \quad (\text{II.27})$$

condiciones que junto con las obtenidas al considerar el medio sin pérdidas conducen a

$$\epsilon'_{ij}(m) = \epsilon'_{ji}(-m) = \epsilon'_{ji}(m) \quad (\text{II.28})$$

$$\epsilon''_{ij}(m) = \epsilon''_{ji}(-m) = -\epsilon''_{ji}(m) \quad (\text{II.29})$$

de donde se desprende que el tensor ϵ' es una función par de la imanación mientras que el tensor ϵ'' es una función impar, pudiendo por tanto escribirse

$$\epsilon_{ij}^{(1)}(m) = j \epsilon_{ij}''(m) \quad (\text{II.30})$$

$$\epsilon_{ij}^{(0)}(m) + \epsilon_{ij}^{(2)}(m) = \epsilon_{ij}'(m) \quad (\text{II.31})$$

Matricialmente, el tensor de permitividad en presencia de imanación viene expresado por

$$[\epsilon^{(m)}] = \begin{bmatrix} \epsilon'_{11} & \epsilon'_{12} & \epsilon'_{13} \\ \epsilon'_{12} & \epsilon'_{22} & \epsilon'_{23} \\ \epsilon'_{13} & \epsilon'_{23} & \epsilon'_{33} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \epsilon''_{12} & \epsilon''_{13} \\ -\epsilon''_{12} & 0 & \epsilon''_{23} \\ -\epsilon''_{13} & -\epsilon''_{23} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.32})$$

De la expresión de ϵ_{ij}'' se observa que únicamente existen 3 términos independientes (ϵ''_{12} , ϵ''_{13} y ϵ''_{23}) que dispondremos en forma de vector: $g = (\epsilon''_{23}, -\epsilon''_{13}, \epsilon''_{12})$ al que llamaremos vector giración, pudiéndose expresar el tensor ϵ_{ij}'' como el producto del tensor unitario antisimétrico de tercer orden e_{ijk} por el vector giración. De este modo se tiene

$$j \epsilon_{ij}'' = j e_{ijk} g_k \quad (\text{II.33})$$

donde $e_{123} = e_{231} = e_{312} = -e_{132} = -e_{213} = -e_{321} = 1$, siendo el resto de sus componentes cero.

Las componentes del vector giración son función de la imanación \vec{m} . Si, como es habitual, \vec{m} es débil, podemos desarrollar g en potencias de m , quedándonos exclusivamente con el término proporcional a m . De

esta forma las componentes del vector giración pueden expresarse como

$$g_i = f_{ik}^{(e)} m_k \quad (II.34)$$

siendo $f_{ik}^{(e)}$ un tensor de segundo orden antisimétrico en el caso general. En un medio isótropo este tensor se simplifica adoptando la forma $f_{ik}^{(e)} = f_1^{(e)} \delta_{ik}$, resultando entonces que g es proporcional a la imanación: $g_k = f_1^{(e)} m_k$. Según esto, el tensor ϵ'_{ij} puede expresarse

$$\epsilon'_{ij} = f_1^{(e)} e_{ijk} m_k \quad (II.35)$$

Por lo que respecta el tensor ϵ' , hemos visto que al tratarse de un medio sin pérdidas, este tensor es real y simétrico. Esta condición, junto con el principio de conservación de la energía magnética y la simetría cúbica del material considerado, permite reducir el número de elementos independientes del tensor $f_{ijkl}^{(e)}$ a un número de tres

(f_{1111}, f_{1122} y f_{2323} , que en la notación abreviada de Voigt se denominarán f_{11}, f_{12} y f_{44}). Este tensor tendrá pues la forma

$$f_{ijkl}^{(e)} = f_{12} \delta_{kl} \delta_{ij} + f_{44} (\delta_{11} \delta_{kj} + \delta_{1k} \delta_{1j}) + \Delta f \delta_{kl} \delta_{ij} \delta_{jk} \quad (II.36)$$

donde $\Delta f = f_{11} - f_{12} - 2f_{44}$.

Una vez definidos los coeficientes magnetoópticos, podemos escribir ya el tensor de permitividad en función de dichos coeficientes

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \{ n_0^2 \delta_{ij} + j f_1^{(e)} e_{ijk} m_k + [f_{12} \delta_{kl} \delta_{ij} + f_{44} (\delta_{11} \delta_{kj} + \delta_{1k} \delta_{1j}) + \Delta f \delta_{kl} \delta_{ij} \delta_{jk}] m_k m_l \} \quad (II.37)$$

II.3.2 Interacciones magnetoópticas tipo dipolo magnético

Del mismo modo que el tensor de permitividad ϵ describe las interacciones del tipo dipolo eléctrico, el tensor de permeabilidad μ definirá las interacciones del tipo dipolo magnético. Al igual que hemos hecho en el caso de interacciones del tipo dipolo eléctrico, el tensor permeabilidad podrá expresarse como

$$\mu_{ij} = \mu_0 (\mu_r \delta_{ij} + f_{ijk}^m m_k + f_{ijkl}^m m_k m_l) \quad (II.38)$$

En la banda de frecuencias ópticas la permeabilidad media μ_r es igual a la unidad. Por otro lado, para estas frecuencias ninguna transición dipolar magnética está permitida [21], por lo que los efectos magnetoópticos de segundo orden son despreciables ($f_{ijkl}^m = 0$), quedando

$$\mu_{ij}^m = \mu_0 f_{ijk}^m m_k \quad (II.39)$$

Para obtener el valor del tensor f_{ijk}^m , debemos hacer uso de la ecuación de Landau-Lifshitz [22], la cual nos permite deducir la ecuación de evolución del dipolo magnético de primer orden, que resulta para la banda de frecuencias ópticas

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -g \gamma \vec{m} \times \vec{H} \quad (II.40)$$

donde γ es la relación giromagnética y g el factor de Landé. Para una onda plana de frecuencia ω puede demostrarse que

$$f_{ijk}^m = -j (f_1^m / \epsilon_r) e_{ijk} \quad (II.41)$$

donde $f_1^m = \epsilon_r (g \gamma / \omega)$. Con este parámetro definido, podemos ya expresar el tensor de permeabilidad en la forma

$$\mu_{ij} = \mu_0 (\delta_{ij} - j \frac{f_1^m}{\epsilon_r} e_{ijk} m_k) \quad (II.42)$$

II.4 RELACION ENTRE LOS COEFICIENTES MAGNETOOPTICOS Y LOS EFECTOS MAGNETOOPTICOS MACROSCOPICOS

Hemos obtenido las expresiones de los tensores de permitividad y permeabilidad en presencia de imanación en función de 5 coeficientes, que son los denominados coeficientes magnetoópticos. Estos tensores, recordemos, tienen la forma

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \{ n_0^2 \delta_{ij} + j f_1^e e_{ijk} m_k + [f_{12} \delta_{ki} \delta_{ij} + f_{44} (\delta_{ii} \delta_{kj} + \delta_{ik} \delta_{lj}) + \Delta f \delta_{ki} \delta_{ij} \delta_{jk}] m_k m_l \} \quad (II.43)$$

$$\mu_{ij} = \mu_0 (\delta_{ij} - j \frac{f_1^m}{\epsilon_r} e_{ijk} m_k) \quad (II.44)$$

donde f_1^e, f_1^m son los coeficientes magnetoópticos de primer orden, y f_{12}, f_{44} y Δf los de segundo orden. En todo este desarrollo hemos estado asumiendo implícitamente la utilización de la llamada "red cúbica", la cual es la red de referencia cartesiana formada por las aristas del cubo elemental del cristal que siguen las direcciones cristalográficas [100], [010] y [001]. Si expresamos los tensores en otro sistema de referencia, puede comprobarse con la ayuda de la matriz de Euler [23] que todos los términos mantienen su estructura excepto aquel en que interviene el coeficiente Δf . Puede, por tanto, deducirse que el coeficiente Δf caracteriza la anisotropía magnetoóptica de segundo orden. Si $\Delta f = 0$, el tensor de permitividad mantiene la misma estructura al cambiar de red y los efectos de segundo orden son descritos sólo por dos coeficientes (f_{12} y f_{44}), siendo, en este caso, el elipsoide de

índices del cristal un elipsoide de revolución (medio uniáxico), donde el eje óptico es paralelo a la imanación. En el caso de que $\Delta f \neq 0$, los efectos son anisótropos y descritos por tres coeficientes (f_{11}, f_{12} y f_{44}), tratándose entonces de un cristal biáxico en el que se define un parámetro de anisotropía ρ dado por

$$\rho = \frac{2 f_{44}}{f_{11} - f_{12}} \quad (\text{II.45})$$

Para analizar la relación entre los coeficientes magnetoópticos y los efectos magnetoópticos que podrán ser medidos, vamos a suponer que en el material se propaga una onda plana uniforme en la dirección x , y vamos a adoptar dos direcciones relativas de la imanación: paralela y perpendicular a la propagación.

A. IMANACION PARALELA A LA PROPAGACION

En este caso sólo existirá componente x de la imanación ($m = m\hat{x}$), y los tensores ϵ y μ se reducirán a

$$\epsilon_{11} = \epsilon_0 (\epsilon_R + 2f_{44} m^2 + \Delta f m^2) \quad (\text{II.46})$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon_0 \epsilon_R \quad (\text{II.47})$$

$$\epsilon_{23} = \epsilon_{32}^* = j \epsilon_0 f_{12} m \quad (\text{II.48})$$

$$\epsilon_{12} = \epsilon_{13} = \epsilon_{21} = \epsilon_{31} = 0 \quad (\text{II.49})$$

donde $\epsilon_R = \epsilon_r + f_{12} m^2$

$$\mu_{11} = \mu_{22} = \mu_{33} = \mu_0 \quad (\text{II.50})$$

$$\mu_{23} = \mu_{32}^* = -j \mu_0 \frac{f_{12} m}{\epsilon_r} \quad (\text{II.51})$$

$$\mu_{12} = \mu_{13} = \mu_{21} = \mu_{31} = 0 \quad (\text{II.52})$$

Si recordamos la expresión de los tensores ϵ y μ que representaban a un material girótropo (ec.I.5), podremos comprobar que estamos ante la misma situación, con las correspondencias entre los parámetros de girotropía definidos allí y los coeficientes magnetoópticos

$$g^e = f_1^e m \quad \text{y} \quad g^m = -\frac{f_1^m}{\epsilon_r} \quad (\text{II.53})$$

quedando el parámetro de girotropía eléctrica equivalente del material girótropo (ec.I.16)

$$g_{eq}^e = (f_1^e - f_1^m) m \quad (\text{II.54})$$

Así, la rotación específica de la polarización del campo eléctrico de la luz (ec. I.27) se podrá expresar como

$$\phi = \frac{k_0}{2n} (f_1^e - f_1^m) m \quad (\text{II.55})$$

donde hemos tomado $\mu_r=1$ y por lo tanto $\epsilon_r=n^2$, siendo n el índice de refracción del medio.

A la rotación así definida se le denomina Rotación de Faraday(θ_F), y el efecto que la provoca Efecto Faraday

$$\theta_F = \frac{k_0}{2n} (f_1^e - f_1^m) m \quad (\text{II.56})$$

Esta rotación de Faraday puede descomponerse en dos términos, uno eléctrico (θ_F^e) y otro magnético (θ_F^m) dados por

$$\theta_F^e = \frac{k_0}{2n} f_1^e m \quad (II.57)$$

$$\theta_F^m = -\frac{k_0}{2n} f_1^m m \quad (II.58)$$

Si recordamos la definición del coeficiente f_1^m , podremos ver que la componente eléctrica de la rotación depende de la frecuencia (es por tanto un fenómeno dispersivo), mientras que la componente magnética es independiente de la frecuencia (es un fenómeno no dispersivo).

B. IMANACION PERPENDICULAR A LA PROPAGACION

En este caso sólo existirán componentes y y z de la imanación

$$\epsilon_{11} = \epsilon_0 \epsilon_R \quad (II.59)$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_0 [\epsilon_R + (2f_{44} + \Delta f) m_y^2] \quad (II.60)$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_0 [\epsilon_R + (2f_{44} + \Delta f) m_z^2] \quad (II.61)$$

$$\epsilon_{12} = \epsilon_{21}^* = j \epsilon_0 f_1^e m_z \quad (II.62)$$

$$\epsilon_{13} = \epsilon_{31}^* = -j \epsilon_0 f_1^e m_y \quad (II.63)$$

$$\epsilon_{23} = \epsilon_{32} = 2 \epsilon_0 f_{44} m_y m_z \quad (II.64)$$

$$\mu_{11} = \mu_{22} = \mu_{33} = \mu_0 \quad (II.65)$$

$$\mu_{12} = \mu_{21}^* = -j \mu_0 \frac{f_1^m}{\epsilon_r} m_z \quad (II.66)$$

$$\mu_{13} = \mu_{31}^* = j \mu_0 \frac{f_1^m}{\epsilon_r} m_y \quad (II.67)$$

$$\mu_{23} = \mu_{32} = 0 \quad (II.68)$$

Si analizamos la propagación en un material caracterizado por estos tensores, podremos comprobar [24] que los coeficientes magnetoópticos de primer orden aparecen elevados al cuadrado, y, aunque estos coeficientes son mayores que los de segundo orden, su cuadrado es perfectamente despreciable, pudiendo tomarse los tensores en la forma

$$\epsilon_{11} = \epsilon_0 \epsilon_R \quad (\text{II.69})$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_0 [\epsilon_R + (2f_{44} + \Delta f) m_y^2] \quad (\text{II.70})$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_0 [\epsilon_R + (2f_{44} + \Delta f) m_z^2] \quad (\text{II.71})$$

$$\epsilon_{23} = \epsilon_{32} = 2\epsilon_0 f_{44} m_y m_z \quad (\text{II.72})$$

$$\epsilon_{12} = \epsilon_{21} = \epsilon_{13} = \epsilon_{31} = 0 \quad (\text{II.73})$$

y

$$\mu_{11} = \mu_{22} = \mu_{33} = \mu_0 \quad (\text{II.74})$$

$$\mu_{12} = \mu_{21} = \mu_{13} = \mu_{31} = \mu_{23} = \mu_{32} = 0 \quad (\text{II.75})$$

Este tensor tiene la forma del tensor utilizado en el apartado I.3 con las correspondencias (ver ec. I.31)

$$a_{11} = 0 \quad (\text{II.76})$$

$$a_{22} = (2f_{44} + \Delta f) m_y^2 \quad (\text{II.77})$$

$$a_{33} = (2f_{44} + \Delta f) m_z^2 \quad (\text{II.78})$$

$$a_{23} = 2f_{44} m_y m_z \quad (\text{II.79})$$

El parámetro Z definido en la ec. I.36 adopta la forma

$$Z = \frac{2f_{44} + \Delta f}{4f_{44}} \frac{m_z^2 - m_y^2}{m_y m_z} \quad (\text{II.80})$$

y los modos propios (ec. I.36) quedan

$$\frac{E_z}{E_y} = Z \pm \sqrt{1 + Z^2} \quad (\text{II.81})$$

En el caso isótropo ($\Delta f=0$), los modos propios adoptan la forma

$$\frac{E_z}{E_y} = \frac{m_z}{m_y} \quad (\text{II.82})$$

$$\frac{E_z}{E_y} = - \frac{m_y}{m_z} \quad (\text{II.83})$$

lo que indica que los modos propios son polarizaciones lineales paralela y perpendicular a la imanación en el caso isótropo. Si $\Delta f \neq 0$, los modos propios ya no serán exactamente paralelos o perpendiculares a la imanación pero, como el valor de Δf es pequeño, podrá seguirse hablando de modos propios paralelos y perpendiculares a la imanación.

El desfase específico (en estos materiales llamado desfase Cotton-Mouton o Voigt) viene dado por la ec. I.37, y vale

$$\phi_{\text{CM}} = \phi = \frac{k_0}{2n} [(2f_{44} + \Delta f)^2 (m_z^2 - m_y^2)^2 + 16f_{44}^2 m_x^2 m_z^2]^{1/2} \quad (\text{II.84})$$

En el caso isótropo, este desfase Cotton-Mouton toma el valor

$$\phi_{\text{CM}} = \frac{k_0}{n} f_{44} m^2 \quad (\text{II.85})$$

II.5 EXPRESION DEL TENSOR EN FUNCION DE LOS ANGULOS DE LA IMANACION

Para poder trabajar cómodamente con los tensores, es conveniente expresarlos en función de los ángulos que la dirección de la imanación forma con los ejes de referencia. Estos ángulos serán los clásicos ángulos utilizados en coordenadas esféricas y se han representado en la figura II.2 hemos representado estos ángulos.

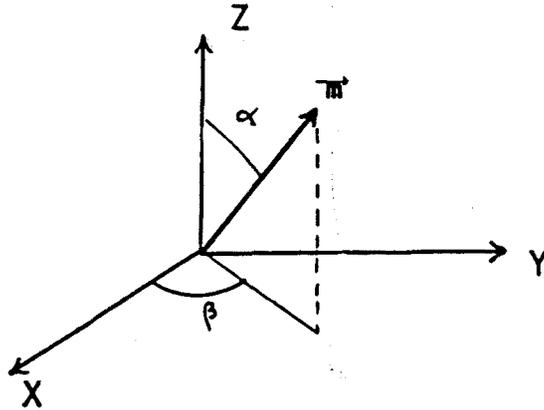


Figura II.2 Representación de los ángulos que definen al vector imanación

Antes de escribir los tensores en función de estos ángulos, es conveniente recordar que, tal y como hemos visto al analizar los materiales girótropos, es posible incluir todos los efectos magnetoópticos en un único tensor, que en nuestro caso será el tensor de permitividad. Por tanto, a partir de este momento, consideraremos que la permeabilidad del material es un escalar de valor $\mu = \mu_0$, y el coeficiente magnetoóptico de primer orden f_1^o se relacionará con la rotación Faraday a través de la relación

$$\theta_F = \frac{k_0}{2n} f_1^o m \quad (\text{II.86})$$

El tensor de permitividad en la red cúbica toma la forma

$$\epsilon_{11} = \epsilon_0 [\epsilon_r + f_{12} m^2 + 2f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \Delta f m^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta] \quad (\text{II.87})$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_0 [\epsilon_r + f_{12} m^2 + 2f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \Delta f m^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta] \quad (\text{II.88})$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_0 [\epsilon_r + f_{12} m^2 + 2f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \Delta f m^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta] \quad (\text{II.89})$$

$$\epsilon_{12} = \epsilon_0 [j f_1^e m \cos \alpha + 2f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \sin \beta \cos \beta] \quad (\text{II.90})$$

$$\epsilon_{13} = \epsilon_0 [j f_1^e m \sin \alpha \sin \beta + 2f_{44} m^2 \sin \alpha \cos \alpha \cos \beta] \quad (\text{II.91})$$

$$\epsilon_{23} = \epsilon_0 [j f_1^e m \sin \alpha \cos \beta + 2f_{44} m^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta] \quad (\text{II.92})$$

En las muestras que nosotros utilizamos, el sistema de referencia coincidirá con los ejes cristalográficos de la red $|111|$, ya que estas muestras han sido crecidas según el eje cristalográfico $[111]$. En la figura II.3 representamos esta red, así como los ángulos que los ejes de ella forman con los ejes de la red cúbica.

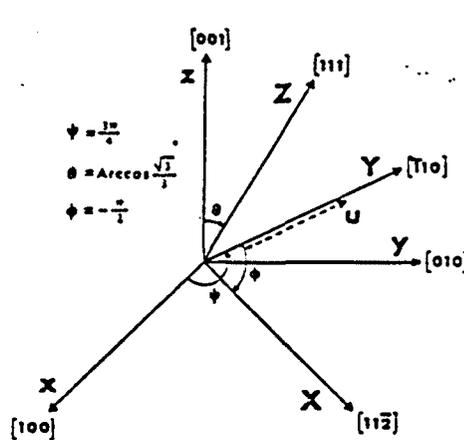


Figura II.3 Red cristalográfica $|111|$

Usando la matriz de Euler, podemos pasar el tensor de permitividad a este nuevo sistema, resultando

$$\epsilon_{11} = \epsilon_0 \left[\epsilon_r + f_{12} m^2 + 2f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \frac{\Delta f}{3} m^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cos^2 \beta - \sqrt{2} \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \right) \right] \quad (\text{II.93})$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_0 \left[\epsilon_r + f_{12} m^2 + 2f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \frac{\Delta f}{3} m^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \sqrt{2} \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \right) \right] \quad (\text{II.94})$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_0 \left[\epsilon_r + f_{12} m^2 + 2f_{44} m^2 \cos^2 \alpha + \frac{\Delta f}{3} m^2 \right] \quad (\text{II.95})$$

$$\epsilon_{12} = \epsilon_0 \left[jf_1^o m \cos \alpha + f_{44} m^2 \sin^2 \alpha \sin 2\beta + \frac{\Delta f}{6} (\sin^2 \alpha \sin 2\beta - \sqrt{2} \sin 2\alpha \cos \beta) \right] \quad (\text{II.96})$$

$$\epsilon_{13} = \epsilon_0 \left[-jf_1^o m \sin \alpha \sin \beta + f_{44} m^2 \sin 2\alpha \cos \beta + \frac{\Delta f}{6} (2 \sin 2\alpha \cos \beta - \sqrt{2} \sin^2 \alpha \sin 2\beta) \right] \quad (\text{II.97})$$

$$\epsilon_{23} = \epsilon_0 \left[jf_1^o m \sin \alpha \cos \beta + f_{44} m^2 \sin 2\alpha \sin \beta + \frac{\Delta f}{6} (2 \sin 2\alpha \sin \beta - \sqrt{2} \sin^2 \alpha \cos 2\beta) \right] \quad (\text{II.98})$$

$$\epsilon_{21} = \epsilon_{12}^* : \epsilon_{31} = \epsilon_{13}^* : \epsilon_{32} = \epsilon_{23}^* \quad (\text{II.99})$$

CAPITULO III

ESTUDIO DE LA PROPAGACION EN GUIAONDAS MAGNETOOPTICAS

III.1 INTRODUCCION

En este capítulo vamos a establecer las bases para el estudio de las guías de onda planas magnetoópticas. Debido a que los materiales magnetoópticos se comportan como isótropos en ausencia de campo magnético externo, comenzaremos analizando las guías de onda planas isótropas. Al aplicarles el campo externo, aparecen unos efectos magnetoópticos débiles, pudiendo considerarse que el campo externo acopla los modos de propagación de la guía isótropa, siendo de aplicación por tanto la teoría de modos acoplados para la resolución del problema de la propagación en guías magnetoópticas. Si dejamos de lado el efecto físico de la aplicación del campo externo y nos limitamos exclusivamente al aspecto matemático del problema, la teoría de modos acoplados resuelve la cuestión de la propagación en un sistema dividiéndolo en dos subsistemas, uno que posea solución analítica conocida o fácil de obtener (a lo que llamaremos sistema no perturbado o solución no perturbada), y otro cuyas constantes sean muy pequeñas (perturbación). Como en nuestro sistema (guía magnetoóptica) lo que impide obtener una solución analítica exacta es la presencia de un tensor de permitividad completo, se aprovecharán las posibilidades que nos ofrece la teoría de modos acoplados y dividiremos al tensor en dos partes, la primera (sistema no perturbado) contendrá el máximo número de elementos que permita la obtención de una solución analítica del problema, conteniendo la segunda el resto de los elementos (perturbación). Esto lo haremos así pues el análisis de la solución no perturbada nos permitirá estudiar algunas de las características de las guías magnetoópticas (compensación del desacuerdo de fases por el efecto magnetoóptico de segundo orden, no reciprocidad en la propagación ...).

Una vez establecidas las ecuaciones que rigen la propagación en una guía magnetoóptica, analizaremos algunos parámetros importantes de este tipo de guías como son la conversión modal y su no

reciprocidad, comprobando que estas guías pueden dividirse en dos grupos según el grosor de su capa guiante: las de grosor menor que un cierto valor crítico (guías funcionando cerca del punto de cut-off o nacimiento del modo) en las cuales el material magnetoóptico presentará algunas características especiales por el hecho de haber propagación guiada, y las de grosor superior al valor crítico, en las cuales podrá considerarse que el material magnetoóptico es masivo con la única diferencia de la presencia de un desacuerdo de fases creado por la estructura guiante.

III.2 PROPAGACION EN GUIAS ISOTROPAS

Como ya hemos indicado en la introducción de este capítulo, la causa principal de analizar las guías de onda planas isótropas estriba en el hecho de que las guías magnetoópticas son isótropas en ausencia de campo externo. Sin embargo, esta no es la única razón que aconseja realizar este estudio. Entre otras podemos citar las siguientes:

-Debido a que los efectos magnetoópticos son débiles, estos afectarán a algunos parámetros de la guía (desacuerdo de fases o phase-matching, conversión modal ...), pero no tendrán prácticamente influencia en otros (cut-off y condición de propagación monomodal, distribución de potencia en las diferentes capas...), y estos últimos parámetros podrán ser calculados a partir de la guía considerada isótropa;

-Uno de los parámetros más importantes de las guías magnetoópticas es el desacuerdo de fases. Este desacuerdo de fases debe ser nulo para el perfecto funcionamiento del dispositivo. El efecto Voigt y los procesos de fabricación deberán compensar el desacuerdo de fases que existe en la guía en ausencia de campo externo (guía isótropa).

La guía de onda más sencilla que puede considerarse es la formada por una capa dieléctrica de alto índice de refracción y de algunas micras de grosor (capa activa) depositada sobre un sustrato de algunos milímetros de espesor y con un medio superior, que generalmente es el

aire, tal como muestra la figura III.1.

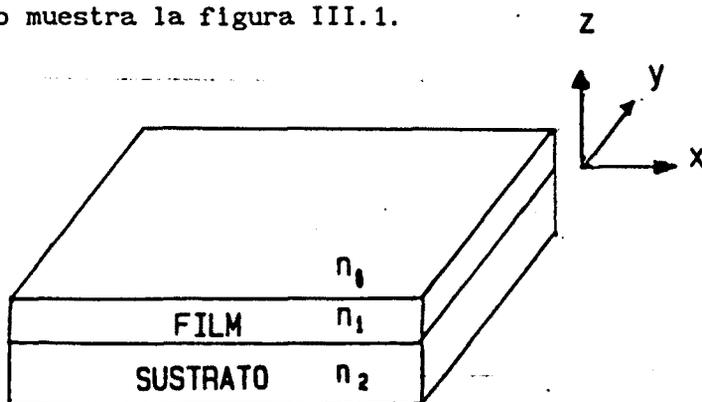


Figura III.1 Estructura de una guía de onda tri-capa

Respecto de esta guía haremos las siguientes consideraciones:

- La guía es infinita en las direcciones OX y OY (guía plana)
- La luz se propaga en la dirección OX
- El sistema y los campos son invariantes en la dirección OY.

Inicialmente consideraremos también a todos los medios que componen la guía como no absorbentes.

Es conocido que en una guía de onda plana isótropa existen dos conjuntos ortonormales de soluciones de las ecuaciones de Maxwell, soluciones que son modos transversales eléctricos: TE ($E_x = E_z = H_y = 0$) y modos transversales magnéticos: TM ($E_y = H_x = H_z = 0$). Se sabe además que la constante de propagación de los modos guiados, que son los que nos interesan, está cuantificada, formando las diferentes constantes permitidas por la guía un conjunto discreto.

Denotando por β a la constante de propagación, que será la misma para todos los medios de la guía, y siendo $k_0 = \omega (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$ el número de onda en el vacío, la condición que deberá cumplirse para que exista propagación guiada es

$$\max(n_0, n_2) \leq \beta/k_0 \leq n_1 \quad (\text{III.1})$$

En este caso, las soluciones para los modos TE y TM serán las siguientes:

I. ECUACIONES DE DISPERSION.

$$b_1 D = \phi_{10} + \phi_{12} + m\pi \quad (III.2)$$

donde

$$\beta^2 - p_0^2 = (k_0 n_0)^2 \quad (III.3)$$

$$\beta^2 + b_1^2 = (k_0 n_1)^2 \quad (III.4)$$

$$\beta^2 - p_2^2 = (k_0 n_2)^2 \quad (III.5)$$

$$\phi_{10} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{s_1 p_0}{s_0 b_1} \right] \quad ; \quad \phi_{12} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{s_1 p_2}{s_2 b_1} \right] \quad (III.6)$$

siendo

$$\begin{aligned} s_1 &= 1 \quad \text{para modos TE} \\ &= n_1^2 \quad \text{para modos TM} \end{aligned}$$

y donde el orden del modo $m(=0,1,2,\dots)$ se define como el número de nodos de su distribución de campos transversales.

En la figura III.2 se ha representado esta ecuación de dispersión para una guía con $n_0=1, n_1=2.14$ y $n_2=1.945$ para una longitud de onda de $1.152 \mu\text{m}$, que será la guía tipo que utilizaremos para analizar las diferentes características de las guías isótropas. Es importante comprobar que el desacuerdo de fases (diferencia entre las constantes de propagación de los modos TE y TM) disminuye al aumentar el grosor de la capa activa de la guía, llegándose al acuerdo de fases perfecto para un grosor infinito (estructura no guiada).

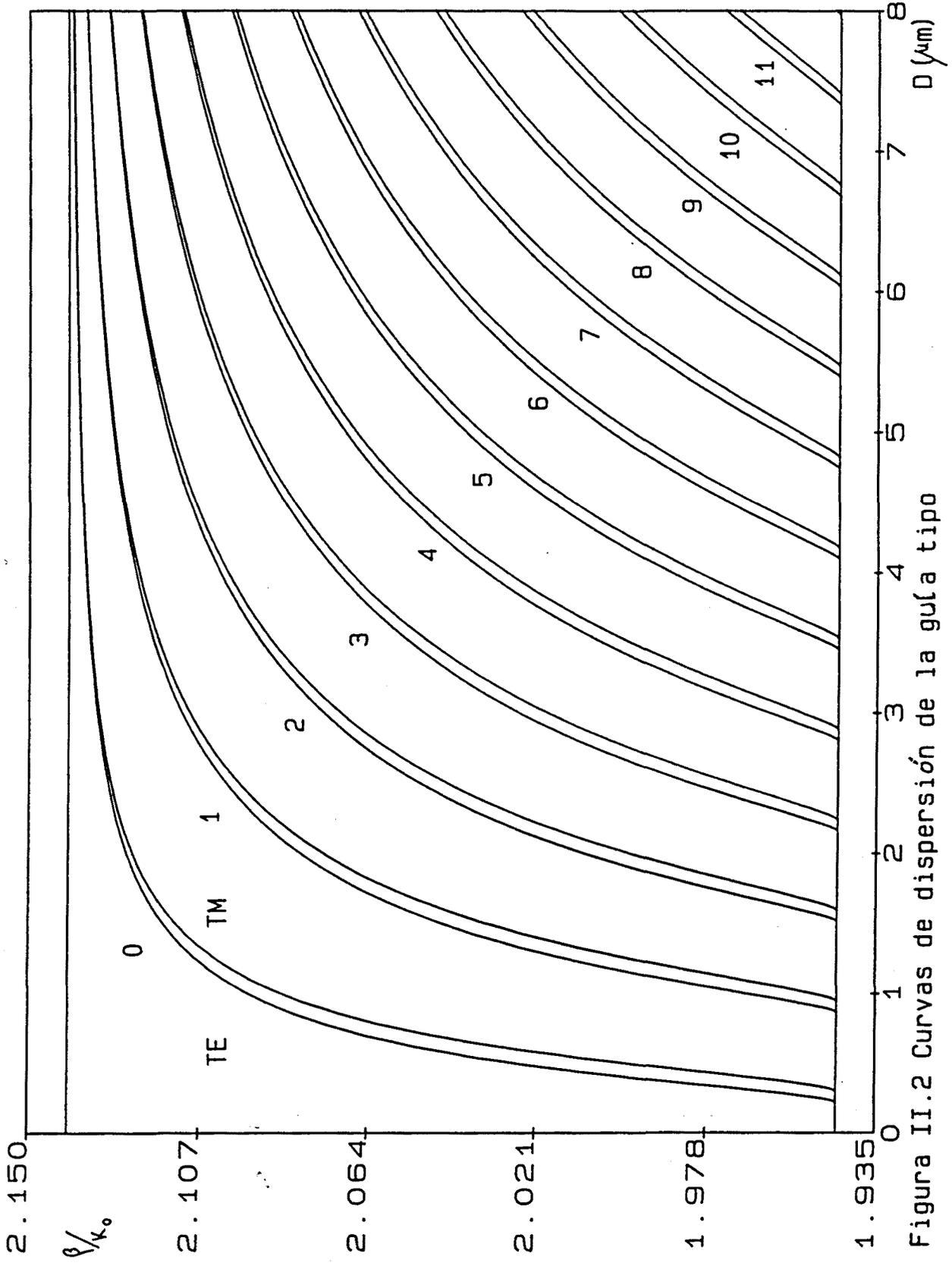


Figura II.2 Curvas de dispersión de la guía tipo

II. CAMPOS.

(En las expresiones de los campos que se indican a continuación se ha suprimido el factor $\exp[-j(\omega t - \beta x)]$)

Modos TE

$$\begin{aligned}
 E_y &= A \cos \phi_{10} e^{-p_0(z-D)} & z \geq D \\
 &= A \cos(b_1 z - \phi_{12}) & 0 \leq z \leq D \\
 &= A \cos \phi_{12} e^{p_2 z} & z \leq 0
 \end{aligned} \tag{III.7}$$

$$H_x = \frac{J}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \tag{III.8}$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \tag{III.9}$$

Modos TM

$$\begin{aligned}
 H_y &= B \cos \phi_{10} e^{-p_0(z-D)} & z \geq D \\
 &= B \cos(b_1 z - \phi_{12}) & 0 \leq z \leq D \\
 &= B \cos \phi_{12} e^{p_2 z} & z \leq 0
 \end{aligned} \tag{III.10}$$

$$E_x = - \frac{J}{\omega \epsilon_0 n_1^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{III.11}$$

$$E_z = - \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n_1^2} H_y \tag{III.12}$$

En la figura III.3 puede verse representada la componente E_y de los modos TE de órdenes 0,1 y 2 para la guía tipo para un grosor de la capa activa de 3 μm .

En la figura III.4 se ha representado la relación entre las componentes E_x y E_z del modo de orden 0 para diferentes grosores de la capa activa, siendo importante destacar que la componente longitudinal de campo eléctrico (E_x) sólo es apreciable para grosores cercanos al punto de cut-off, detalle éste que será de suma importancia para el diseño de guías no recíprocas, tal y como veremos más adelante.

III. AMPLITUDES NORMALIZADAS.

$$A^2 = \frac{4 \omega \mu_0 P}{|\beta|} \left[D + \frac{1}{P_0} + \frac{1}{P_2} \right]^{-1} \quad (\text{III.13})$$

$$B^2 = \frac{4 \omega \epsilon_0 P}{|\beta|} \left[\frac{D}{n_1^2} + \frac{n_0^2 (b_1^2 + p_0^2)^2}{n_0^4 b_1^2 + n_1^4 p_0^2} \frac{1}{2p_0} + \frac{n_2^2 (b_1^2 + p_2^2)^2}{n_2^4 b_1^2 + n_1^4 p_2^2} \frac{1}{2p_2} \right]^{-1} \quad (\text{III.14})$$

donde P es la potencia total transportada por la guía, A la amplitud normalizada de los modos TE y B la correspondiente a los modos TM.

En la figura III.5 pueden verse las amplitudes normalizadas para diferentes modos en la guía tipo.

IV. DISTRIBUCION DE POTENCIA.

Una de las características importantes de una guía es el porcentaje de la potencia total que es guiada. Este parámetro se mide a partir de la distribución de la potencia en cada medio que compone la guía. Esta distribución es

Modos TE

$$P_0 = \frac{|\beta|}{2 \omega \mu_0} A^2 \frac{b_1^2}{2p_0(p_0^2 + b_1^2)} \quad (\text{III.15})$$

$$P_1 = \frac{|\beta|}{2 \omega \mu_0} A^2 \left[\frac{D}{2} + \frac{p_0}{2(p_0^2 + b_1^2)} + \frac{p_2}{2(p_2^2 + b_1^2)} \right] \quad (\text{III.16})$$

$$P_2 = \frac{|\beta|}{2 \omega \mu_0} A^2 \frac{b_1^2}{2p_2(p_2^2 + b_1^2)} \quad (\text{III.17})$$

Modos TM

$$P_0 = \frac{|\beta|}{2 \omega \epsilon_0 n_0^2} B^2 \frac{(b_1/n_1^2)^2}{2p_0 [(p_0/n_0^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} \quad (\text{III.18})$$

$$P_1 = \frac{|\beta|}{2 \omega \epsilon_0 n_1^2} B^2 \left[\frac{D}{2} + \frac{p_0/n_0^2}{2n_1^2 [(p_0/n_0^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} + \frac{p_2/n_2^2}{2n_1^2 [(p_2/n_2^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} \right] \quad (\text{III.19})$$

$$P_2 = \frac{|\beta|}{2 \omega \epsilon_0 n_2^2} B^2 \frac{(b_1/n_1^2)^2}{2p_2 [(p_2/n_2^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} \quad (\text{III.20})$$

En la figura III.6 puede verse la distribución de potencias para los modos TE y TM de órdenes 0, 1, 2 y 3 para la guía tipo.

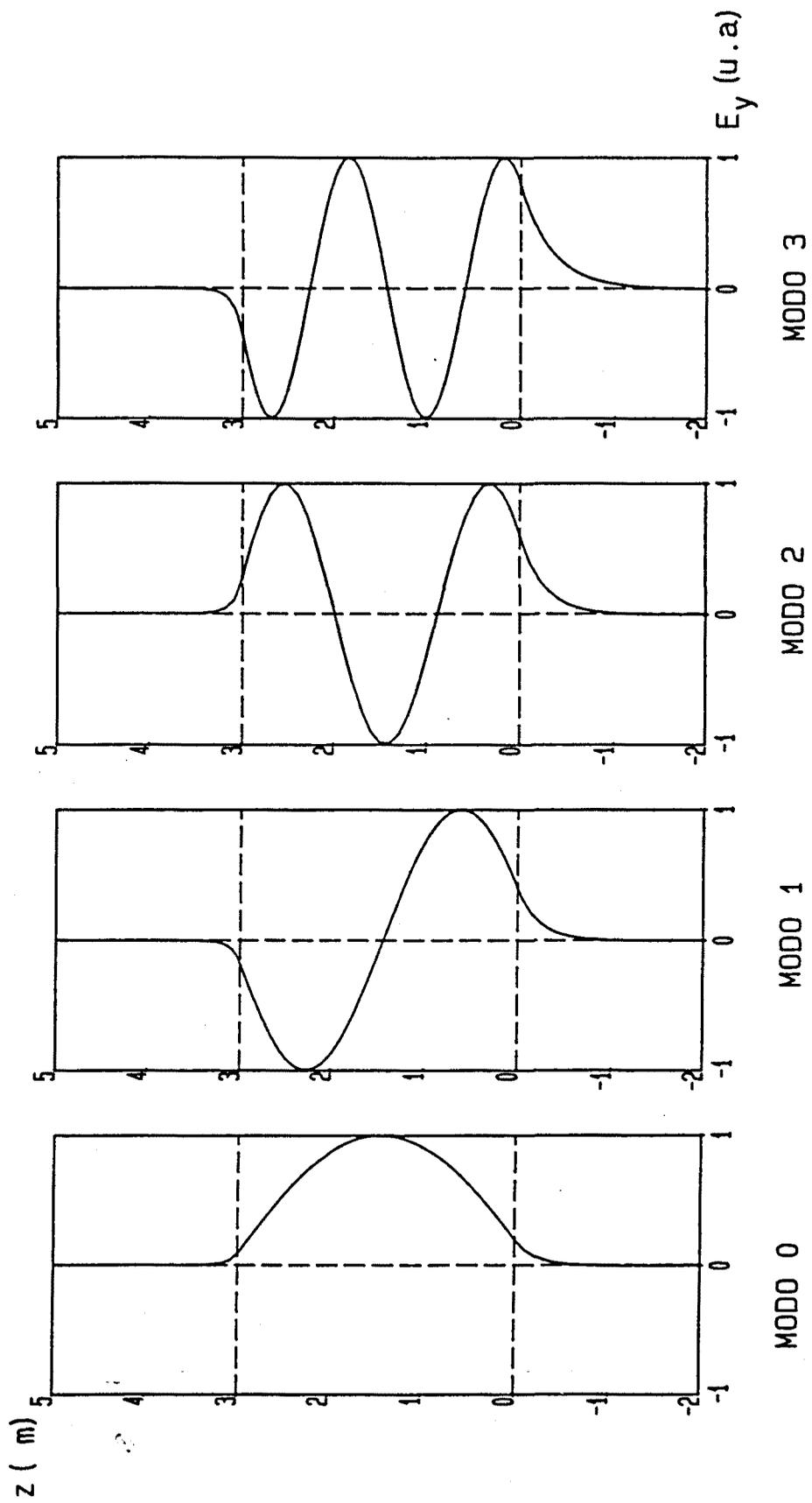


Figura II.3 Forma del campo eléctrico de los modos TE en la guía tipo

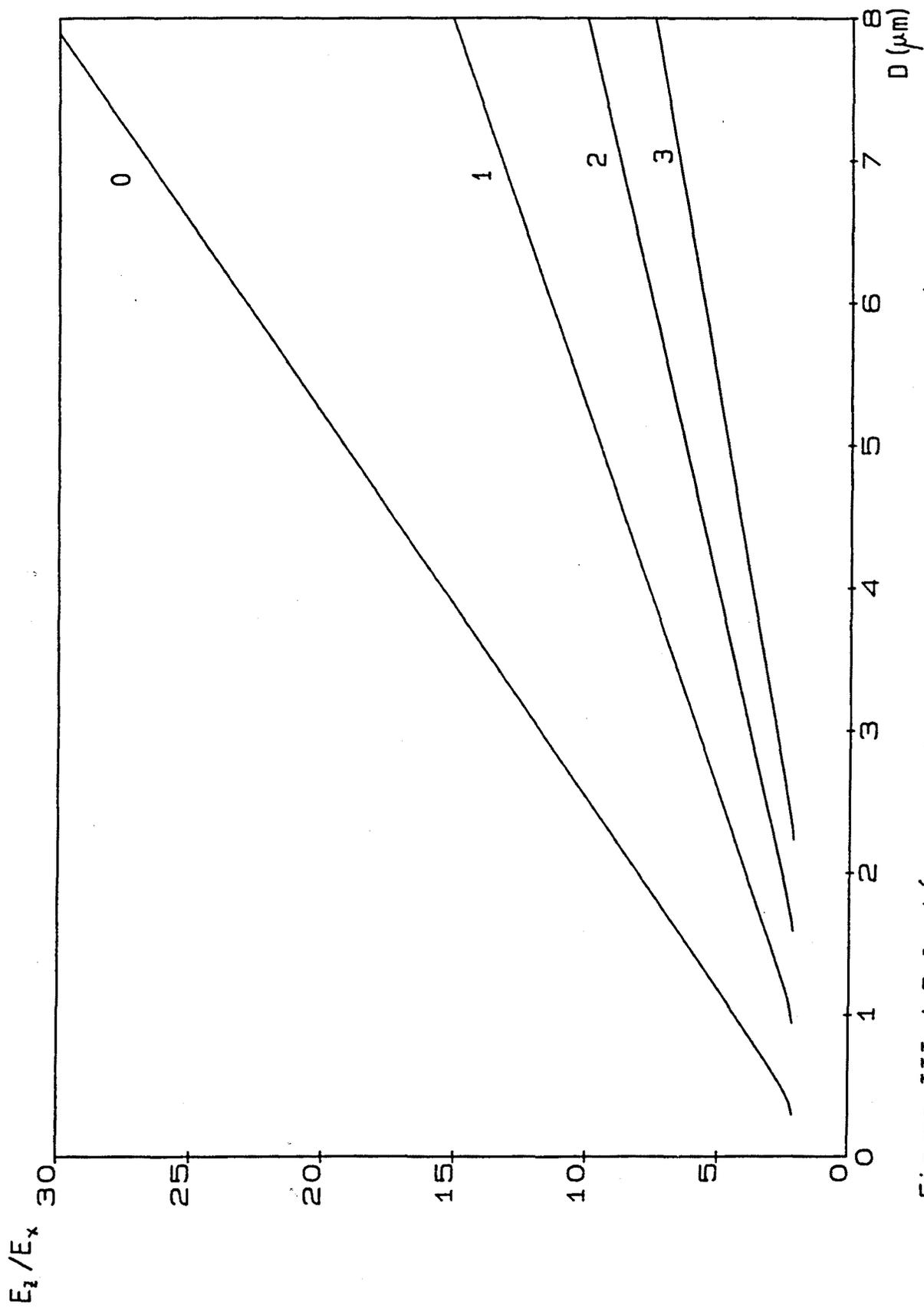


Figura III.4 Relación entre las componentes del campo eléctrico de los modos TM de diferentes órdenes

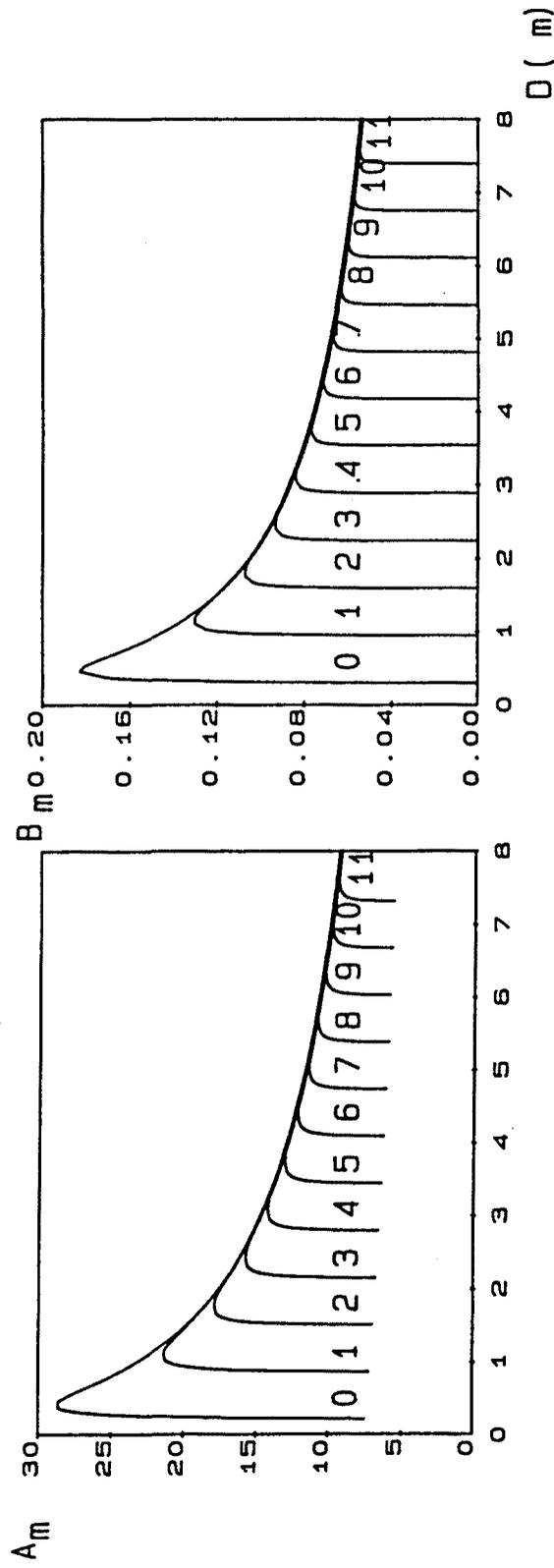


Figura III.5 Amplitud normalizada de los modos TE (A) y TM (B) de diferentes ordenes para la guia tipo.

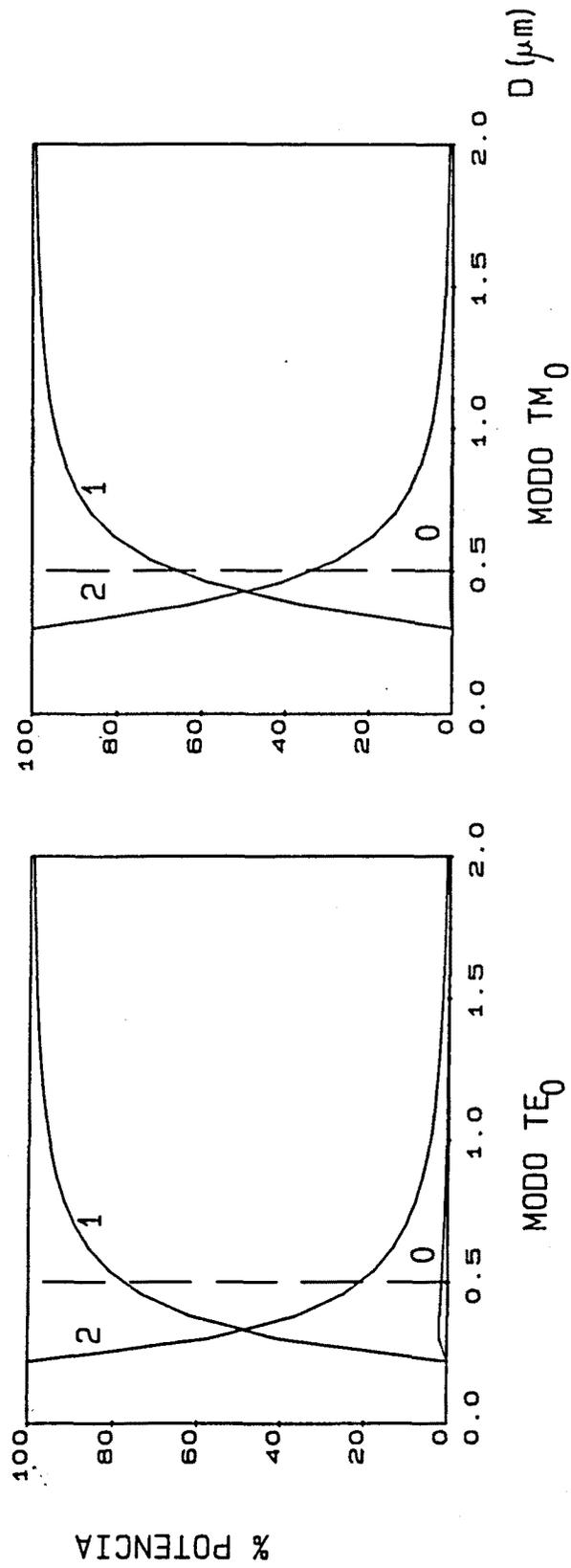


Figura III.6. Distribucion de la potencia en las diferentes capas de la guia tipo (0=aire 1=film 2=sustrato) para los modos TE y TM fundamentales.

III.3 PROPAGACION EN UNA GUIA MAGNETOOPTICA

Sea un medio con un tensor de permitividad $\epsilon_0 \epsilon$ y una permeabilidad μ_0 , donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad y la permeabilidad del vacío respectivamente. A partir de las ecuaciones de Maxwell pueden obtenerse las ecuaciones que permiten calcular los vectores campo eléctrico y magnético y que son

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \text{grad}(\text{div } \mathbf{E}) = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (\text{III.21})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{III.22})$$

Con las mismas consideraciones que las realizadas en el análisis de la guía isótropa, las ecuaciones (III.21) y (III.22) se transforman en

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \epsilon_{xx} & k_0^2 \epsilon_{xy} & -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} + k_0^2 \epsilon_{xz} \\ k_0^2 \epsilon_{yx} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \epsilon_{yy} & k_0^2 \epsilon_{yz} \\ -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} + k_0^2 \epsilon_{zx} & k_0^2 \epsilon_{zy} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III.23})$$

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = -\frac{j}{k_0 \eta_0} \begin{bmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.24})$$

Para resolver este sistema es más útil disponer de las ecuaciones de onda de las componentes E_y y H_y . Estas ecuaciones tienen la forma

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 \epsilon_{yy} E_y + k_0^2 (\epsilon_{yx} E_x + \epsilon_{yz} E_z) = 0 \quad (\text{III.25})$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{zz} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (\epsilon_{xz} + \epsilon_{zx}) \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial z} + \epsilon_{xx} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + k_0^2 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}) H_y + \\ + j \frac{k_0}{\eta_0} (\epsilon_{xz} \epsilon_{zy} - \epsilon_{xy} \epsilon_{zz}) \frac{\partial E_y}{\partial z} + (\epsilon_{zy} \epsilon_{xx} - \epsilon_{xy} \epsilon_{zx}) \frac{\partial E_y}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.26}) \end{aligned}$$

Este sistema está formado por dos ecuaciones acopladas, lo que impide obtener una solución analítica. Sin embargo, teniendo en cuenta que el acoplo se produce a través de términos de fuera de la diagonal del tensor ϵ , los cuales tienen su origen en efectos magnetoópticos débiles, podremos utilizar la teoría de modos acoplados para resolverlo.

III.4 TEORIA DE MODOS ACOPLADOS

La idea física que hay detrás de la teoría de modos acoplados aplicada a las guías magnetoópticas es la siguiente:

En ausencia de campo magnético externo, la guía magnetoóptica se comporta como una guía isótropa, existiendo dos tipos de modos de propagación. Al aplicar un campo magnético aparecen unos efectos magnetoópticos que son débiles, pudiendo considerarse que la presencia del campo externo se traduce en un acoplo entre los modos isótropos de la guía.

Se puede, por tanto, considerar al tensor de permitividad relativa ϵ dividido en dos partes, una correspondiente al tensor en ausencia de campo externo (tensor no perturbado) y otra correspondiente a la variación del tensor producida por el campo aplicado (perturbación), es decir

$$[\epsilon] = [\epsilon_{NP}] + [\Delta\epsilon] \quad (\text{III.27})$$

donde

$$[\epsilon_{NP}] = \begin{bmatrix} \epsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r \end{bmatrix}; \quad [\Delta\epsilon] = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{xx} & \Delta\epsilon_{xy} & \Delta\epsilon_{xz} \\ \Delta\epsilon_{yx} & \Delta\epsilon_{yy} & \Delta\epsilon_{yz} \\ \Delta\epsilon_{zx} & \Delta\epsilon_{zy} & \Delta\epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.28})$$

y

$$\Delta\epsilon_{ij} \ll \epsilon_r$$

Sin embargo, como la teoría de modos acoplados puede ser aplicada a cualquier sistema en el cual

- Exista solución analítica conocida o fácil de obtener para el sistema no perturbado ($\epsilon = \epsilon_{NP}$) y
- la perturbación sea pequeña

la división que haremos del tensor de permitividad será tal que la parte no perturbada contendrá el máximo número de elementos del tensor que permitan obtener una solución analítica con modos separables. Esto lo haremos así pues de esta forma podremos analizar algunas características de las guías magnetoópticas (modificación del desacuerdo de fases por el efecto Voigt, no reciprocidad debida al efecto Faraday ...) a partir de la solución no perturbada.

De las ecuaciones (III.25) y (III.26) podemos deducir que estas dos partes deberán tener la forma

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & 0 & \epsilon_{yz} \\ 0 & \epsilon_{zy} & 0 \end{bmatrix} \quad (III.29)$$

||

ϵ_{NP}

||

$\Delta\epsilon$

III.5 SISTEMA NO PERTURBADO. MODOS NO PERTURBADOS

Con el tensor no perturbado dado en (III.29), el sistema que permite obtener los campos se transforma en

$$\begin{bmatrix}
 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \epsilon_{xx} & 0 & -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} + k_0^2 \epsilon_{xz} \\
 0 & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \epsilon_{yy} & 0 \\
 -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} + k_0^2 \epsilon_{zx} & 0 & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \epsilon_{zz}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 E_x \\
 E_y \\
 E_z
 \end{bmatrix} = 0$$

(III.30)

$$\begin{bmatrix}
 H_x \\
 H_y \\
 H_z
 \end{bmatrix} = -\frac{J}{k_0 \eta_0}
 \begin{bmatrix}
 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & 0 \\
 \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} \\
 0 & \frac{\partial}{\partial x} & 0
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 E_x \\
 E_y \\
 E_z
 \end{bmatrix}$$

(III.31)

Tomando las ecuaciones de onda de E_y y H_y la forma

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 \epsilon_{yy} E_y = 0$$

(III.32)

$$\epsilon_{zz} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (\epsilon_{xz} + \epsilon_{zx}) \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial z} + \epsilon_{xx} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + k_0^2 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}) H_y = 0$$

(III.33)

sistema éste que permite obtener dos soluciones independientes, una para los modos transversales eléctricos (TE) y otra para los modos transversales magnéticos (TM), tal y como ocurría en la guía isótropa.

En la tabla III.1 se resume la solución de este sistema de ecuaciones.

III.6 MODOS PERTURBADOS. APROXIMACION A DOS MODOS

En ausencia de perturbación hemos visto que el vector campo eléctrico podía adoptar dos formas, una correspondiente a los modos TE y otra a los modos TM,

$$E(x, z) = \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{E}_y^1(z) e^{j\beta^{TE} x} \hat{y} \\ \dots \dots \dots \\ \frac{\eta_0}{k_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{zz} & -\epsilon_{xz} & \epsilon_{zx} \end{pmatrix}} \left[\left[\epsilon_{xz} \beta^{TMm} \mathcal{H}_y^m(z) - j\epsilon_{zz} \frac{d\mathcal{H}_y^m(z)}{dz} \right] \hat{x} + \left[-\epsilon_{xx} \beta^{TMm} \mathcal{H}_y^m(z) + j\epsilon_{zx} \frac{d\mathcal{H}_y^m(z)}{dz} \right] \hat{z} \right] e^{j\beta^{TMm} x} \end{array} \right. \quad (III.34)$$

donde l y m denotan el orden del modo y hemos incluido las amplitudes normalizadas dentro de las funciones \mathcal{E}_y^1 y \mathcal{H}_y^m .

CAMPOS	$E_y^1(x, z) = A^1 \epsilon_y^1(z) \exp(j\beta^{TE1} x)$ $H_x^1(x, z) = \frac{j}{k_0} \frac{A^1}{\eta_0} \frac{d\epsilon_y^1(z)}{dz} \exp(j\beta^{TE1} x)$ $H_z^1(x, z) = \frac{\beta^{TE1}}{k_0 \eta_0} A^1 \epsilon_y^1(z) \exp(j\beta^{TE1} x)$	$H_y^m(x, z) = B^m h_y^m(z) \exp(j\beta^{TMm} x)$ $E_x^m(x, z) = \frac{\eta_0}{k_0} \frac{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}}{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}} B^m \left[\epsilon_{xz} \beta^{TMm} h_y^m(z) - j\epsilon_{zz} \frac{dh_y^m(z)}{dz} \right] \exp(j\beta^{TMm} x)$ $E_z^m(x, z) = \frac{\eta_0}{k_0} \frac{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}}{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}} B^m \left[-\epsilon_{xx} \beta^{TMm} h_y^m(z) + j\epsilon_{zz} \frac{dh_y^m(z)}{dz} \right] \exp(j\beta^{TMm} x)$
ECUACION FUNCIONES DE Z	$\frac{d^2 \epsilon_y^1(z)}{dz^2} + \left[k_0^2 \epsilon_{yy} - (\beta^{TE1})^2 \right] \epsilon_y^1(z) = 0$	$\epsilon_{zz} \frac{d^2 h_y^m(z)}{dz^2} + (\epsilon_{xz} + \epsilon_{zx}) j\beta^{TMm} \frac{dh_y^m(z)}{dz} + \left[k_0^2 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}) - \epsilon_{xx} (\beta^{TMm})^2 \right] h_y^m(z) = 0$
CONDICION ORTONORMAL	$\int_{-\infty}^{\infty} A^{1k*} \epsilon_y^1(z) \epsilon_y^{1k}(z) dz = \frac{2 k_0 \eta_0}{\beta^{TE1k}} \delta_{1k}$	$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\epsilon_{zz}} B^{mk*} h_y^m(z) h_y^{mk}(z) dz = \frac{2 k_0}{\eta_0 \beta^{TMk}} \delta_{mk}$
AMPLITUD NORMALIZADA	$ A^1 ^2 = \frac{2 k_0 \eta_0}{\beta^{TE1}} \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_y^1(z) \epsilon_y^{1*}(z) dz}$	$ B^m ^2 = \frac{2 k_0}{\eta_0 \beta^{TMm}} \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\epsilon_{zz}} h_y^m(z) h_y^{m*}(z) dz}$

Tabla III.1 Ecuaciones de los modos no perturbados

En presencia de la perturbación, la teoría de modos acoplados nos dice que el campo real será la combinación lineal de los campos no perturbados pero con amplitudes variables en la dirección de propagación. Por lo tanto, el campo presente en el medio magnetoóptico vendrá dado por

$$E(x, z) = \sum_1 A^1(x) \mathcal{E}_y^1(z) e^{j\beta^{TE1} x} \hat{y} + \frac{\eta_0}{k_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{zz} & -\epsilon_{xz} & \epsilon_{zx} \end{pmatrix}} \sum_m B^m(x) \left[\left[\epsilon_{xz} \beta^{TMm} \mathcal{H}_y^m(z) - j\epsilon_{zz} \frac{d\mathcal{H}_y^m(z)}{dz} \right] \hat{x} + \left[-\epsilon_{xx} \beta^{TMm} \mathcal{H}_y^m(z) + j\epsilon_{zx} \frac{d\mathcal{H}_y^m(z)}{dz} \right] \hat{z} \right] e^{j\beta^{TMm} x} \quad (III.35)$$

donde se cumple

$$|A^1(x)|, |B^m(x)| \leq 1$$

Como más adelante comprobaremos, sólo existe acoplo importante entre modos del mismo orden, quedando la expresión (III.35) reducida a

$$E(x, z) = A(x) \mathcal{E}_y^1(z) e^{j\beta^{TE1} x} \hat{y} + \frac{\eta_0}{k_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{zz} & -\epsilon_{xz} & \epsilon_{zx} \end{pmatrix}} B(x) \left[\left[\epsilon_{xz} \beta^{TMm} \mathcal{H}_y^m(z) - j\epsilon_{zz} \frac{d\mathcal{H}_y^m(z)}{dz} \right] \hat{x} + \left[-\epsilon_{xx} \beta^{TMm} \mathcal{H}_y^m(z) + j\epsilon_{zx} \frac{d\mathcal{H}_y^m(z)}{dz} \right] \hat{z} \right] e^{j\beta^{TMm} x} \quad (III.36)$$

Para hallar la expresión de los modos perturbados basta con sustituir en la ecuación de onda de $E_y(x,z)$ (ec. III.25) la expresión III.36 y utilizar las definiciones de $\mathcal{E}_y^1(z)$ y $\mathcal{H}_y^m(z)$ así como las condiciones de ortogonalidad de la tabla I. Realizando todo este proceso y suponiendo una variación lenta de la amplitud $A^1(x)$

$$\frac{d^2 A^1}{dz^2} \ll \beta^{\text{TE1}} \frac{dA^1}{dz}$$

es decir, considerando sólo perturbación lineal o de primer orden, y recordando que $\epsilon_{ij} \ll \epsilon_{11}$, se obtiene

$$\frac{dA^1}{dx} = \frac{1}{4} \left[-j\beta^{\text{TMm}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_{yz}}{\epsilon_{zz}} \mathcal{H}_y^m \mathcal{E}_y^{1*} dz + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_{yx}}{\epsilon_{xx}} \frac{d\mathcal{H}_y^m}{dz} \mathcal{E}_y^{1*} dz \right] B(x) e^{j\Delta\beta x} \quad (\text{III.38})$$

siendo

$$\Delta\beta = \beta^{\text{TE1}} - \beta^{\text{TMm}} \quad (\text{III.39})$$

el desacuerdo de fases o "phase-matching" entre los modos TE^1 y TM^m .

Si llamamos a

$$S_{1m} = \beta^{\text{TMm}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_{yz}}{\epsilon_{zz}} \mathcal{H}_y^m \mathcal{E}_y^{1*} dz \quad (\text{III.40})$$

$$R_{1m} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_{yx}}{\epsilon_{xx}} \frac{d\mathcal{H}_y^m}{dz} \mathcal{E}_y^{1*} dz \quad (\text{III.41})$$

integrales de recubrimiento, nos queda

$$\frac{dA^1}{dx} = j K_{TM}^{TE} B^m e^{-j\Delta\beta x} \quad (III.42)$$

donde

$$K_{TM}^{TE} = -\frac{1}{4} \left[S_{1m} + j R_{1m} \right] \quad (III.43)$$

es el coeficiente de acoplo entre los modos TE y TM.

El siguiente paso para obtener los modos perturbados consiste en rehacer los cálculos pero para los modos TM. Sin embargo, la ecuación diferencial para la amplitud B^m será de la forma

$$\frac{dB^m}{dx} = j K_{TE}^{TM} A^1 e^{j\Delta\beta x} \quad (III.44)$$

y por la conservación de la energía podremos obtener la relación entre K_{TE}^{TM} y K_{TM}^{TE} .

III.7 MATRIZ DE TRANSMISION

Hemos visto que las ecuaciones diferenciales que definen la variación de las amplitudes de los modos TE y TM no perturbados son

$$\frac{dA^1}{dx} = j K_{TM}^{TE} B^m e^{-j\Delta\beta x} \quad (III.45)$$

$$\frac{dB^m}{dx} = j K_{TE}^{TM} A^1 e^{j\Delta\beta x} \quad (III.46)$$

A partir de estas dos ecuaciones y tomando como condiciones iniciales $A(0)=A_0$ y $B(0)=B_0$, se obtiene la matriz de transmisión que resulta

$$\begin{bmatrix} A(x) \\ B(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}x} \left(\cos Rx + j\frac{\Delta\beta/2}{R} \sin Rx \right) & e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}x} \left(j\frac{K_{TE}^{TM}}{R} \sin Rx \right) \\ e^{j\frac{\Delta\beta}{2}x} \left(j\frac{K_{TE}^{TM}}{R} \sin Rx \right) & e^{j\frac{\Delta\beta}{2}x} \left(\cos Rx - j\frac{\Delta\beta/2}{R} \sin Rx \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (III.47)$$

donde

$$R = \left[\left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 + K_{TE}^{TM} K_{TM}^{TE} \right]^{1/2} \quad (III.48)$$

III.7.1 Relación entre K_{TM}^{TE} y K_{TE}^{TM}

La potencia va a estar relacionada con los módulos de las amplitudes al cuadrado. Puesto que estamos considerando una guía con medios no absorbentes, la potencia a la entrada y a la salida de la guía deberán ser iguales, es decir, se deberá cumplir

$$A(x)A^*(x) + B(x)B^*(x) = A_0A_0^* + B_0B_0^* \quad (III.49)$$

Utilizando las expresiones (III.47) y (III.49) se obtiene que las constantes de acoplo deben cumplir la relación

$$K_{TE}^{TM} = K_{TM}^{TE*} = K \quad (III.50)$$

y la matriz de transmisión queda definitivamente como

$$\begin{bmatrix} A(x) \\ B(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}x} & \frac{\Delta\beta/2}{R} \text{sen } Rx \\ \frac{j\frac{\Delta\beta}{2}x}{R} & e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}x} (\cos Rx + j \frac{\Delta\beta/2}{R} \text{sen } Rx) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.51})$$

donde

$$R = \left[\left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 + |K|^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.52})$$

$$\Delta\beta = \beta^{\text{TE}} - \beta^{\text{TM}} \quad (\text{III.53})$$

III.8 CONVERSION MODAL

La matriz de transmisión (III.51) muestra que los coeficientes K y K* acoplan efectivamente los modos TE y TM ($A_0 \Rightarrow B, B_0 \Rightarrow A$). A partir de esta matriz pueden calcularse las potencias AA^* y BB^* de los modos TE y TM transmitidas y convertidas, así como la tasa de conversión. Para poder obtener expresiones fáciles de manejar supondremos que a la entrada tenemos modos puros TE o TM.

MODO DE ENTRADA TE : $B_0 = 0$

Si el modo de entrada es un modo TE de amplitud A_0 , al cabo de una distancia x de propagación existirá un modo TE transmitido de amplitud A y un modo TM convertido de amplitud B. Las tasas de transmisión $\mathcal{T}_{\text{TE}}^{\text{TM}}$ y de conversión $\mathcal{T}_{\text{TE}}^{\text{TM}}$ se calculan a partir de la expresión III.51

$$\mathcal{J}_{TE}^{TE} = \frac{AA^*}{A_0 A_0^*} = \cos^2 Rx + \frac{\Delta\beta^2}{4R^2} \text{sen}^2 Rx \quad (\text{III.54})$$

$$\mathcal{J}_{TE}^{TM} = \frac{BB^*}{A_0 A_0^*} = \frac{|K|^2}{R^2} \text{sen}^2 Rx \quad (\text{III.55})$$

MODO DE ENTRADA TM : $A_0=0$

Al cabo de una distancia x de propagación existirá un modo TM transmitido de amplitud B y un modo TE convertido de amplitud A . Las tasas de transmisión \mathcal{J}_{TM}^{TE} y de conversión \mathcal{J}_{TM}^{TE} serán

$$\mathcal{J}_{TM}^{TM} = \frac{BB^*}{B_0 B_0^*} = \cos^2 Rx + \frac{\Delta\beta^2}{4R^2} \text{sen}^2 Rx \quad (\text{III.56})$$

$$\mathcal{J}_{TM}^{TE} = \frac{AA^*}{B_0 B_0^*} = \frac{|K|^2}{R^2} \text{sen}^2 Rx \quad (\text{III.57})$$

Puede verse que si a la entrada de la guía tenemos un modo puro (TE o TM), la tasa de conversión vale

$$\mathcal{J} = \frac{|K|^2}{R^2} \text{sen}^2 Rx \quad (\text{III.58})$$

esa tasa de conversión tiene un valor máximo (\mathcal{J}_{MAX}) que se produce para una longitud de propagación (L_{MAX}) dada por

$$L_{MAX} = \frac{\pi}{2R} \Rightarrow \mathcal{J}_{MAX} = \frac{|K|^2}{R^2} \quad (\text{III.59})$$

III.9 MODOS PROPIOS DE UNA GUIA MAGNETOOPTICA

Hemos visto que un modo de propagación cualquiera Q se puede expresar de la forma

$$Q(x, z) = \begin{bmatrix} A(x) \mathcal{E}^{\text{TE}}(z) e^{j\beta^{\text{TE}}x} \\ B(x) \mathcal{E}^{\text{TM}}(z) e^{j\beta^{\text{TM}}x} \end{bmatrix} \quad (\text{III.60})$$

Los modos propios Q_p deben cumplir

$$\frac{dQ_p}{dx} = j\beta_p Q_p \quad (\text{III.61})$$

A partir de las relaciones (III.60), (III.61) y con ayuda de la matriz de transmisión (III.51) se obtiene el sistema que da los modos propios cuyos valores propios vienen dados por

$$\beta_p^\pm = \beta \pm R \quad (\text{III.62})$$

donde

$$\beta = \frac{\beta^{\text{TE}} + \beta^{\text{TM}}}{2} \quad (\text{III.63})$$

y los vectores propios vienen dados por

$$Q^\pm = \begin{bmatrix} \mathcal{E}^{\text{TE}} e^{j(\beta \pm R)x} \\ \frac{(\Delta\beta/2) \pm R}{K} \mathcal{E}^{\text{TM}} e^{j(\beta \pm R)x} \end{bmatrix} \quad (\text{III.64})$$

III.10 GUIA MAGNETOOPTICA NO PERTURBADA

Hemos obtenido ya las ecuaciones que rigen el comportamiento de una guía isótropa así como la aplicación de la teoría de modos acoplados para la resolución del problema de la propagación en guías magnetoópticas. Para acabar de tener completado el estudio de las guías magnetoópticas nos falta por obtener las ecuaciones que rigen la propagación en la guía no perturbada formada por tres capas.

Hemos visto en la teoría de modos acoplados que íbamos a tomar como solución no perturbada la correspondiente a un tensor de permitividad formado por los elementos de la diagonal del tensor más los elementos de fuera de la diagonal ϵ_{xz} y ϵ_{zx} . En ese caso, las soluciones de las ecuaciones de Maxwell admitían la definición de dos conjuntos de modos ortogonales TE y TM, cuyas expresiones son:

MODOS TE

$$E_y(x, z) = A \xi_y(z) e^{j\beta^{TE} x} \quad (III.65)$$

$$H_x(x, z) = \frac{j}{k_0 \eta_0} A \frac{d\xi_y(z)}{dz} e^{j\beta^{TE} x} \quad (III.66)$$

$$H_z(x, z) = \frac{\beta^{TE}}{k_0 \eta_0} A \xi_y(z) e^{j\beta^{TE} x} \quad (III.67)$$

$$E_x(x, z) = E_z(x, z) = H_y(x, z) = 0 \quad (III.68)$$

donde $\xi_y(z)$ cumple la ecuación diferencial

$$\frac{d^2 \xi_y(z)}{dz^2} + \left[k_0^2 \epsilon_{yy} - (\beta^{TE})^2 \right] \xi_y(z) = 0 \quad (III.69)$$

y la amplitud normalizada A viene dada por

$$|A^1|^2 = \frac{2 k_0 \eta_0}{\beta^{TE1}} \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_y^1(z) \mathcal{E}_y^1(z)^* dz} \quad (\text{III.70})$$

donde l representa el orden del modo.

MODOS TM

$$H_y(x, z) = B \mathcal{H}_y(z) e^{j\beta^{TM} x} \quad (\text{III.71})$$

$$E_x(x, z) = \frac{\eta_0}{k_0 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx})} B \left[\epsilon_{xz} \beta^{TM} \mathcal{H}_y(z) - j \epsilon_{zz} \frac{d\mathcal{H}_y(z)}{dz} \right] e^{j\beta^{TM} x} \quad (\text{III.72})$$

$$E_z(x, z) = \frac{\eta_0}{k_0 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx})} B \left[-\epsilon_{xx} \beta^{TM} \mathcal{H}_y(z) + j \epsilon_{zx} \frac{d\mathcal{H}_y(z)}{dz} \right] e^{j\beta^{TM} x} \quad (\text{III.73})$$

$$E_y(x, z) = H_x(x, z) = H_z(x, z) = 0 \quad (\text{III.74})$$

donde $\mathcal{H}_y(z)$ cumple la ecuación diferencial

$$\epsilon_{zz} \frac{d^2 \mathcal{H}_y(z)}{dz^2} + j(\epsilon_{xz} + \epsilon_{zx}) \beta^{TM} \frac{d\mathcal{H}_y(z)}{dz} + \left[k_0^2 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}) - \epsilon_{xx} (\beta^{TM})^2 \right] \mathcal{H}_y = 0 \quad (\text{III.75})$$

y la amplitud normalizada B viene dada por

$$|B^m|^2 = \frac{2 k_0}{\eta_0 \beta^{TMm}} \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\epsilon_{zz}} H_y^m(z) H_y^m(z)^* dz} \quad (\text{III.76})$$

donde m representa el orden del modo.

Para una guía magnetoóptica formada por tres capas caracterizadas cada una de ellas por un tensor de permitividad relativa de la forma

$$[\epsilon_i] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xxi} & 0 & \epsilon_{xzi} \\ 0 & \epsilon_{yyi} & 0 \\ \epsilon_{zxi} & 0 & \epsilon_{zzi} \end{bmatrix} \quad (\text{III.77})$$

donde $i=0$ corresponde al medio superior, $i=1$ a la capa guiante e $i=2$ al sustrato, y a partir de las ecuaciones establecidas en el apartado anterior y de las condiciones de contorno del problema podemos hallar los parámetros característicos de la guía no perturbada de la misma forma que lo realizado con la guía isótropa.

I. ECUACIONES DE DISPERSION.

$$b_1 D = \phi_{10} + \phi_{12} + m \pi \quad (\text{III.78})$$

donde para los modos TE

$$\beta^2 - p_0^2 = k_0^2 \epsilon_{yy0} \quad (\text{III.79})$$

$$\beta^2 + b_1^2 = k_0^2 \epsilon_{yy1} \quad (\text{III.80})$$

$$\beta^2 - p_2^2 = k_0^2 \epsilon_{yy2} \quad (\text{III.81})$$

$$\phi_{10} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{p_0}{b_1} \right] \quad ; \quad \phi_{12} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{p_2}{b_1} \right] \quad (\text{III.82})$$

y para los modos TM

$$p_0^2 = \frac{\epsilon_{xx0} \epsilon_{zz0} - \epsilon_{xz0} \epsilon_{zx0}}{\epsilon_{zz0}^2} (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{zz0}) - \left[\frac{\epsilon_{xz0} - \epsilon_{zx0}}{2 \epsilon_{zz0}} \beta \right]^2 \quad (\text{III.83})$$

$$b_1^2 = \frac{\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1} \epsilon_{zx1}}{\epsilon_{zz1}^2} (k_0^2 \epsilon_{zz1} - \beta^2) + \left[\frac{\epsilon_{xz1} - \epsilon_{zx1}}{2 \epsilon_{zz1}} \beta \right]^2 \quad (\text{III.84})$$

$$p_2^2 = \frac{\epsilon_{xx2} \epsilon_{zz2} - \epsilon_{xz2} \epsilon_{zx2}}{\epsilon_{zz2}^2} (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{zz2}) - \left[\frac{\epsilon_{xz2} - \epsilon_{zx2}}{2 \epsilon_{zz2}} \beta \right]^2 \quad (\text{III.85})$$

$$\phi_{10} = \text{tg}^{-1} \frac{\frac{\epsilon_{xz0} - \epsilon_{zx0}}{\epsilon_{xx0} \epsilon_{zz0} - \epsilon_{xz0} \epsilon_{zx0}} - \frac{\epsilon_{xz1} - \epsilon_{zx1}}{\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1} \epsilon_{zx1}}}{2j} \beta + \frac{\epsilon_{zz0}}{\epsilon_{xx0} \epsilon_{zz0} - \epsilon_{xz0} \epsilon_{zx0}} p_0 \quad (\text{III.86})$$

$$b_1 = \frac{\epsilon_{zz1}}{\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1} \epsilon_{zx1}}$$

$$\phi_{12} = \text{tg}^{-1} \frac{\frac{\epsilon_{xz1} - \epsilon_{zx1}}{\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1} \epsilon_{zx1}} - \frac{\epsilon_{xz2} - \epsilon_{zx2}}{\epsilon_{xx2} \epsilon_{zz2} - \epsilon_{xz2} \epsilon_{zx2}}}{2j} \beta + \frac{\epsilon_{zz2}}{\epsilon_{xx2} \epsilon_{zz2} - \epsilon_{xz2} \epsilon_{zx2}} p_2 \quad (\text{III.87})$$

$$b_1 = \frac{\epsilon_{zz1}}{\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1} \epsilon_{zx1}}$$

II. CAMPOS.

(en las expresiones de los campos que se indican a continuación se ha suprimido el factor $\exp[-j(\omega t - \beta x)]$)

Modos TE

$$E_y = A \cos \phi_{10} e^{-p_0(z-D)} \quad z \geq D$$

$$= A \cos(b_1 z - \phi_{12}) \quad 0 \leq z \leq D \quad (\text{III.88})$$

$$= A \cos \phi_{12} e^{p_2 z} \quad z \leq 0$$

$$H_x = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (\text{III.89})$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (\text{III.90})$$

Modos TM

$$\begin{aligned}
 H_y &= B \cos \phi_{10} e^{-p_0(z-D)} e^{j a_0(z-D)} e^{j a_1 D} \quad z \geq D \\
 &= B \cos(b_1 z - \phi_{12}) e^{j a_1 z} \quad 0 \leq z \leq D \quad (\text{III.91}) \\
 &= B \cos \phi_{12} e^{p_2 z} e^{j a_2 z} \quad z \leq 0
 \end{aligned}$$

$$E_{x1}(x, z) = \frac{\eta_0}{k_0 (\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1}^2)} B \left[\epsilon_{xx1} \beta^{TM} \mathcal{H}_y(z) - j \epsilon_{zz1} \frac{d\mathcal{H}_y(z)}{dz} \right] \quad (\text{III.92})$$

$$E_{z1}(x, z) = \frac{\eta_0}{k_0 (\epsilon_{xx1} \epsilon_{zz1} - \epsilon_{xz1}^2)} B \left[-\epsilon_{xx1} \beta^{TM} \mathcal{H}_y(z) + j \epsilon_{zz1} \frac{d\mathcal{H}_y(z)}{dz} \right] \quad (\text{III.93})$$

III. AMPLITUDES NORMALIZADAS.

Las amplitudes normalizadas pueden calcularse a partir de los campos isótopos, que recordemos que eran

$$A^2 = \frac{4 \omega \mu_0 P}{|\beta|} \left[D + \frac{1}{P_0} + \frac{1}{P_2} \right]^{-1} \quad (\text{III.94})$$

$$B^2 = \frac{4 \omega \epsilon_0 P}{|\beta|} \left[\frac{D}{n_1^2} + \frac{n_0^2(b_1^2 + p_0^2)}{n_0^4 b_1^2 + n_1^4 p_0^2} \frac{1}{2p_0} + \frac{n_2^2(b_1^2 + p_2^2)}{n_2^4 b_1^2 + n_1^4 p_2^2} \frac{1}{2p_2} \right]^{-1} \quad (\text{III.94})$$

donde P es la potencia total transportada por la guía.

IV. DISTRIBUCION DE POTENCIA.

Al igual que las amplitudes normalizadas, la distribución de potencias también puede calcularse a partir de la guía isótropa, la cual era

Modos TE

$$P_0 = \frac{|\beta|}{2 \omega \mu_0} A^2 \frac{b_1^2}{2p_0(p_0^2 + b_1^2)} \quad (\text{III.95})$$

$$P_1 = \frac{|\beta|}{2 \omega \mu_0} A^2 \left[\frac{D}{2} + \frac{p_0}{2(p_0^2 + b_1^2)} + \frac{p_2}{2(p_2^2 + b_1^2)} \right] \quad (\text{III.96})$$

$$P_2 = \frac{|\beta|}{2 \omega \mu_0} A^2 \frac{b_1^2}{2p_2(p_2^2 + b_1^2)} \quad (\text{III.97})$$

Modos TM

$$P_0 = \frac{|\beta|}{2 \omega \epsilon_0 n_0^2} B^2 \frac{(b_1/n_1^2)^2}{2p_0[(p_0/n_0^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} \quad (\text{III.98})$$

$$P_1 = \frac{|\beta|}{\omega \epsilon_0 n_1^2} B^2 \left[\frac{D}{2} + \frac{p_0/n_0^2}{2n_1^2[(p_0/n_0^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} + \frac{p_2/n_2^2}{2n_1^2[(p_2/n_2^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} \right] \quad (\text{III.99})$$

$$P_2 = \frac{|\beta|}{2 \omega \epsilon_0 n_2^2} B^2 \frac{(b_1/n_1^2)^2}{2p_2[(p_2/n_2^2)^2 + (b_1/n_1^2)^2]} \quad (\text{III.100})$$

III.11 ANALISIS DE LA GUIA TIPO MAGNETOOPTICA TRI-CAPA

Al analizar la guía de onda tri-capa isótropa, hemos utilizado como guía ejemplo una formada por un medio superior de índice de refracción la unidad, un medio guiante de 2.14 y un medio inferior de 1.945 a la frecuencia de 1.152 μm . Esta elección no ha sido hecha al azar, sino que corresponde a una estructura típica de guía magnetoóptica fabricada por el procedimiento de epitaxia en fase líquida, consistente de un sustrato de GGG (índice de refracción 1.945), sobre el que se ha epitaxiado un granate de itrio y hierro con sustituciones de galio y gadolinio (índice típico 2.14) con el aire como medio superior. El sustrato de GGG, y por supuesto el aire, son materiales isótropos, y por tanto nuestra guía tipo sólo tendrá como medio magnetoóptico la capa guiante. En la tabla III.2 pueden verse las características magnetoópticas del GaGd-YIG utilizado en la guía tipo.

naturaleza del medio: granate (YIG sustituido)	$\text{Y}_{3-x} \text{Gd}_x \text{Fe}_{5-y} \text{Ga}_y \text{O}_{12}$
coeficientes magnetoópticos de primer orden	$f_1^e \text{ m} = -2.47 \times 10^{-4}$ $f_1^m \text{ m} = 8.76 \times 10^{-5}$
coeficientes magnetoópticos de segundo orden	$2f_{44} \text{ m}^2 = 2.31 \times 10^{-4}$ $\Delta f \text{ m}^2 = -0.42 \times 10^{-4}$
$(f_{12} \text{ m}^2 \text{ valor arbitrario})$	$f_{12} \text{ m}^2 = 10^{-4}$

Tabla III.2 Muestra tipo : propagación de una luz infrarroja monocromática (rayo laser de 1.152 μm) en un cristal de GdGa-YIG de índice 2.14 de rotación Faraday 244 $^\circ/\text{cm}$ y de desfase Cotton-Mouton 164 $^\circ/\text{cm}$.

Como ya hemos comentado en la introducción de este capítulo, existen algunos parámetros de las guías magnetoópticas que no se ven prácticamente modificados por la acción de un campo magnético externo y que por lo tanto son prácticamente iguales a los de la guía isótropa, es por ésto que, habiéndose analizado la guía isótropa en otro apartado de este capítulo, aquí nos limitaremos al análisis de aquéllos parámetros que en una guía magnetoóptica en presencia de campo externo son sustancialmente diferentes de la guía isótropa. En primer lugar detallaremos todos aquéllos parámetros importantes en una guía magnetoóptica, indicando aquéllos parámetros cuyo análisis puede realizarse a partir de la guía isótropa.

- Curvas de dispersión de los modos TE-TM (ver guía isótropa)
- Grosor de corte ("Cutoff"). Condición de monomodo (ver guía isótropa)
- Porcentaje potencia guiada (ver guía isótropa)
- No reciprocidad de la constante de propagación.
- Desacuerdo de fases.No reciprocidad.
- Coeficiente de acoplo.No reciprocidad
- Conversión modal.No reciprocidad

III.11.1 Desacuerdo de fases.No reciprocidad

El desacuerdo de fases se define como la diferencia entre las velocidades de fase de los modos TE y TM

$$\Delta\beta = \beta^{TE} - \beta^{TM} \quad (III.101)$$

Para un correcto funcionamiento de la mayoría de los dispositivos en óptica integrada es necesario un desacuerdo de fases nulo. Recordando que las guías magnetoópticas se comportan como guías isótropas en ausencia de campo magnético externo, y que en éstas sólo existe acuerdo de fases para grandes grosores de la capa guiante (guías infinitas), una guía magnetoóptica sólo será útil para la óptica integrada si puede compensarse la birrefringencia de la guía isótropa debida a su propia estructura (birrefringencia geométrica). Aunque, como veremos más

adelante, existen varias formas de compensar esta birrefringencia, en este apartado sólo nos dedicaremos al estudio de la compensación debida a los efectos magnetoópticos.

Para analizar el problema vamos a ayudarnos de una función del grosor de la capa guiante definida en la forma

$$f(D) = \Delta\beta^{\text{MAG}} - \Delta\beta^{\text{ISO}} \quad (\text{III.102})$$

Si representamos gráficamente esta función para las tres direcciones principales de la imanación en la guía tipo (figura III.7), observaremos que a partir de un cierto grosor D_c (para la guía tipo $\cong 1 \mu\text{m}$), la función es prácticamente una constante de valor

$$f(D > D_c) = \Delta = \lim_{D \rightarrow \infty} f(D) = \lim_{D \rightarrow \infty} (\Delta\beta^{\text{MAG}}) - \lim_{D \rightarrow \infty} (\Delta\beta^{\text{ISO}}) = \lim_{D \rightarrow \infty} (\Delta\beta^{\text{MAG}}) \quad (\text{III.103})$$

||
0

es decir, igual al desacuerdo de fases asintótico de la guía magnetoóptica.

Este valor asintótico puede calcularse a partir de la ecuación de dispersión de los modos TE y TM no perturbados (ec.III.78) haciendo tender el grosor de la capa guiante D a infinito, o , lo que es lo mismo, imponiendo la condición

$$b_1 = 0 \quad (\text{III.104})$$

a las relaciones (III.80) y (III.84). Estos valores asintóticos resultan

$$\beta_{\text{AS}}^{\text{TE}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{yy}} \quad (\text{III.105})$$

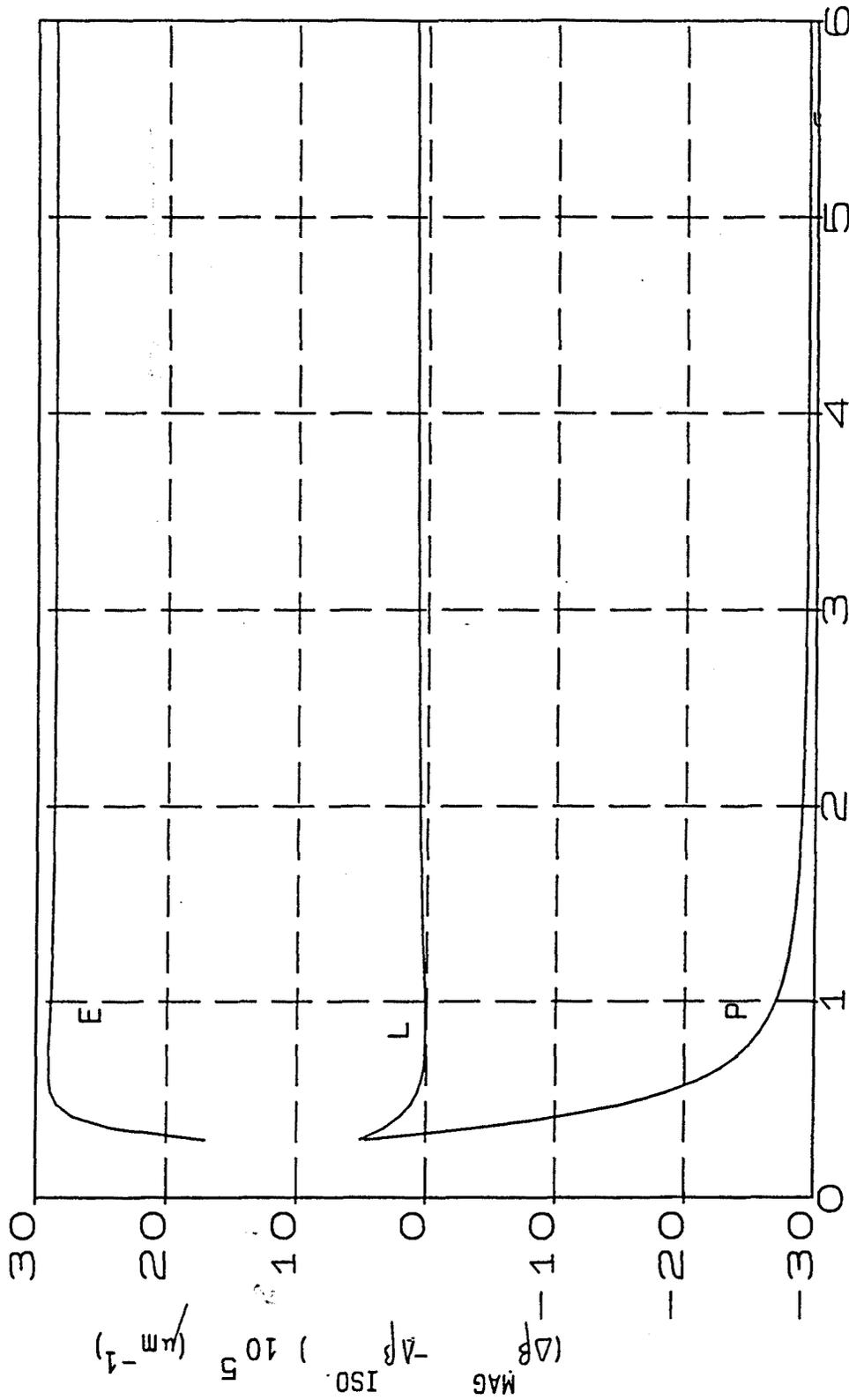


Figura III.7 Diferencia entre los desacuerdos de fases en presencia D (μm) y ausencia ($\Delta\beta^{\text{ISO}}$) de campo magnético externo para las tres direcciones principales de la imanación: Longitudinal ($\alpha=90^\circ$, $\beta=0^\circ$) Ecuatorial ($\alpha=90^\circ$, $\beta=90^\circ$) y Polar ($\alpha=0^\circ$) en función del grosor de la capa activa en la guía tipo.

$$\beta_{AS}^{TM} = k_0 \left[\frac{(\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}) \epsilon_{zz}}{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx} - \left[\frac{\epsilon_{xz} - \epsilon_{zx}}{2} \right]^2} \right]^{1/2} \quad (III.106)$$

Teniendo en cuenta los órdenes de magnitud de los coeficientes magnetoópticos, el valor asintótico de los modos TM puede simplificarse, quedando reducido a

$$\beta_{AS}^{TM} = k_0 \sqrt{\epsilon_{zz}} \quad (III.107)$$

El valor asintótico del desacuerdo de fases valdrá por tanto

$$\Delta = k_0 \left[\sqrt{\epsilon_{yy}} - \sqrt{\epsilon_{zz}} \right] \quad (III.108)$$

sustituyendo las expresiones de ϵ_{yy} y ϵ_{zz} , y teniendo en cuenta que los términos que incluyen coeficientes magnetoópticos son mucho menores que ϵ_r , se puede realizar un desarrollo en serie de Taylor de la expresión anterior obteniéndose

$$\Delta = \frac{k_0}{2n} \left[2 f_{44} (\sin^2 \alpha \sin^2 \beta - \cos^2 \alpha) + \frac{\Delta f}{3} \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \sqrt{2} \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \right) \right] \quad (III.109)$$

El primer término de esta expresión tendrá un valor máximo igual a $2f_{44}$, mientras que el segundo término tendrá como máximo valor $\frac{\Delta f}{6}$, teniendo en cuenta el orden de magnitud de los coeficientes magnetoópticos f_{44} y Δf (en la guía tipo $f_{44} m^2 = 1.155 \times 10^{-4}$;

$\Delta f m^2 = -0.42 \times 10^{-4}$), podemos simplificar la expresión (III.109), quedando reducida a

$$\Delta = \frac{k_0 f}{n} (\sin^2 \alpha \sin^2 \beta - \cos^2 \alpha) \quad (\text{III.110})$$

A partir de la expresión (III.102) podemos deducir que si queremos tener un desacuerdo de fases nulo para un cierto grosor de la capa guiante, la función $f(D)$ debe tomar valores negativos ya que el desacuerdo de fases de la guía isótropa siempre es positivo. Es decir, para que exista un punto de desacuerdo de fases nulo debe existir una relación entre los ángulos de la imanación α y β dada por

$$\cos^2 \alpha > \frac{\sin^2 \beta}{1 + \sin^2 \beta} \quad (\text{III.111})$$

o dicho de otra forma, la imanación debe tener una componente perpendicular al plano de la guía (componente polar: m_z) no nula.

No reciprocidad

Como la no reciprocidad consiste en un diferente comportamiento al invertir la dirección de propagación ($\beta \rightarrow -\beta$), sólo existirá no reciprocidad en aquéllos parámetros que dependan de la primera potencia de β . Si recordamos las ecuaciones de dispersión de los modos TE y TM no perturbados (ec. III.78) y la expresión de las variables que en ella aparecen (ecs. III.82 a III.87), comprobaremos que sólo en los ángulos ϕ_{10} y ϕ_{12} correspondientes a los modos TM existe esta dependencia en β ; por lo tanto, sólo existirá no reciprocidad en la constante de propagación de los modos TM.

A partir de las expresiones (III.87) y (III.88) puede comprobarse que la primera potencia de β está multiplicada por un factor dado por

$$\frac{(\epsilon_{xz} - \epsilon_{zx})/2j}{\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz} \epsilon_{zx}} \quad (\text{III.112})$$

Si sustituimos las expresiones de los elementos del tensor ϵ en este factor, podremos comprobar que la dependencia con los efectos magnetoópticos se debe fundamentalmente al término $(\epsilon_{xz} - \epsilon_{zx})/2j$, el cual puede expresarse de la forma

$$\epsilon_{xz} - \epsilon_{zx} = -f_1^o m (\text{sen } \alpha \text{ sen } \beta) \quad (\text{III.113})$$

expresión de la que puede desprenderse que sólo existirá no reciprocidad para aquella imanación cuya dirección cumpla que $\alpha \neq 0$ y $\beta \neq 90$; es decir, para una imanación tal que $m_y \neq 0$ (componente ecuatorial de la imanación no nula). El valor máximo de la no reciprocidad en la constante de propagación se producirá en la configuración ecuatorial, y su valor será tanto mayor cuanto mayor sea el coeficiente magnetoóptico f_1^o (es decir, cuanto mayor sea la rotación Faraday del material).

Resumiendo, la no reciprocidad en la constante de propagación y por lo tanto en el desacuerdo de fases será tanto mayor cuanto mayores sean la rotación de Faraday y la componente ecuatorial de la imanación.

Si representamos la función $f(D)$ para ondas directas ($\beta > 0$) y para ondas inversas ($\beta < 0$) para la guía tipo en la configuración ecuatorial (figura III.8) observaremos que sólo existe desacuerdo de fases no recíproco para grosores menores de un cierto valor crítico, el cual coincide con el obtenido anteriormente al hablar del desacuerdo de fases de una guía magnetoóptica.

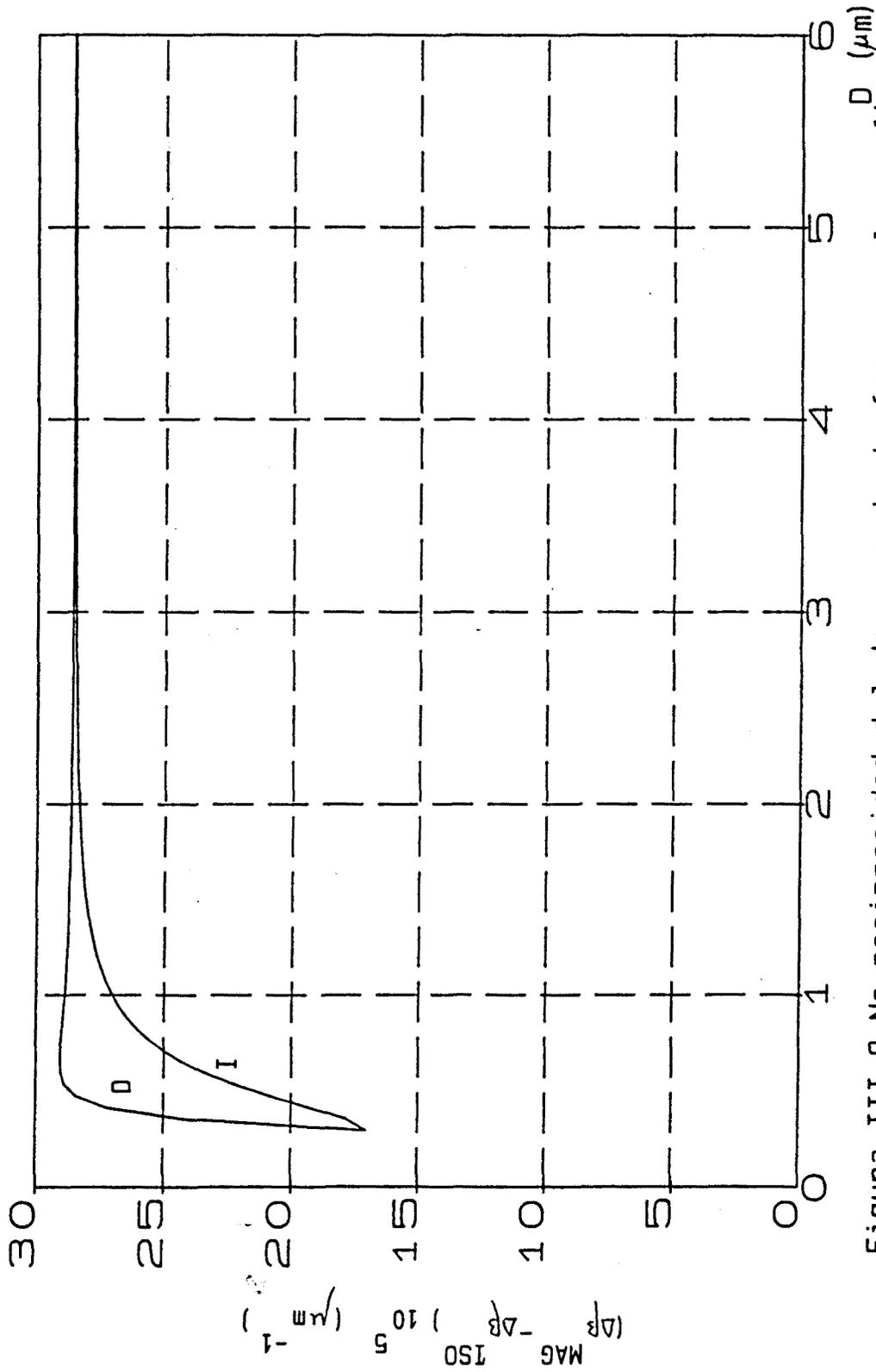


Figura III.8 No reciprocidad del desacuerdo de fases en la configuración ecuatorial (D=directo, I=inverso)

En la tabla III.3 se resume todo lo referente al desacuerdo de fases.

$D < D_c$ - Debe calcularse a partir de los modos no perturbados. - Existe no reciprocidad
$D > D_c$ - Puede calcularse a partir de la expresión $\Delta\beta^{MAG} = \Delta\beta^{ISO} + \Delta$ $\Delta = k_0 f_{44} (\sin^2\alpha \sin^2\beta - \cos^2\alpha)$ - No existe no reciprocidad

Tabla III.3 *Desacuerdo de fases para un grosor de la capa activa mayor y menor que el grosor crítico (D_c)*

III.11.2 Coefficiente de acoplo.No reciprocidad

Al analizar los modos perturbados hemos visto la existencia de la conversión modal entre los modos TE y TM no perturbados. Esta conversión depende del llamado coeficiente acoplo que debe ser lo mayor posible para conseguir grandes conversiones en pequeñas longitudes de propagación. El coeficiente de acoplo venía dado por la expresión

$$K = -\frac{1}{4} \left[S_{1m} + j R_{1m} \right] \quad (III.114)$$

donde

$$S_{1m} = \beta^{TMm} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon}{\epsilon_{zz}} \kappa_y^m \mathcal{E}_y^{1*} dz \quad (III.115)$$

y

$$R_{1m} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon}{\epsilon_{xx}} \frac{d\kappa_y^m}{dz} \mathcal{E}_y^{1*} dz \quad (III.116)$$

En el caso de la guía tipo, como el único medio magnetoóptico es la capa guiante, las integrales de recubrimiento S_{1m} y R_{1m} se pueden expresar como

$$S_{1m} = \frac{\epsilon}{\epsilon_{zz}} S'_{1m} \quad (III.117)$$

$$R_{1m} = \frac{\epsilon}{\epsilon_{xx}} R'_{1m} \quad (III.118)$$

donde

$$S'_{1m} = \beta^{TMm} \int_{-\infty}^{\infty} \kappa_y^m \mathcal{E}_y^{1*} dz \quad (III.119)$$

$$R'_{1m} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\kappa_y^m}{dz} \mathcal{E}_y^{1*} dz \quad (III.120)$$

Como las expresiones de los campos son prácticamente independientes de los efectos magnetoópticos, las integrales de recubrimiento S' y R' también lo son, y los efectos magnetoópticos sólo afectan al coeficiente de acoplo a través de los elementos del tensor de permitividad ϵ_{yz} y ϵ_{yx} . Por otro lado puede verse que mientras la integral de recubrimiento S'_{1m} depende de la función $\mathcal{H}_y(z)$, la integral R'_{1m} depende de su derivada, es decir, recordando la expresión de las componentes de campo eléctrico de los modos TM, la integral S'_{1m} depende de la componente E_z y la integral R'_{1m} de la componente E_x , y por lo tanto, es de preveer que exista una relación entre las integrales de recubrimiento semejante a la relación que existe entre las componentes E_z y E_x . En la figura III.9 se ha representado el valor de las integrales de recubrimiento para diferentes modos TE y TM (S'_{1m} y R'_{1m}) en función del grosor de la capa guiante en la guía tipo.

Dos detalles importantes se deducen de esta figura:

-Sólo tienen valor apreciable las integrales de recubrimiento correspondientes a modos del mismo orden.

-A partir de un cierto grosor de la capa guiante (en la guía tipo vuelve a repetirse el mismo grosor crítico), las integrales de recubrimiento toman sus valores asintóticos que son:

$$S'_{11} \Rightarrow 2 k_0 n_1 \quad (\text{III.121})$$

$$R'_{11} \Rightarrow 0 \quad (\text{III.122})$$

Despreciando la anisotropía magnetoóptica ($\Delta f=0$) y haciendo la aproximación $\epsilon_{11} \cong \epsilon_r = n_1^2$, el coeficiente de acoplo de la guía tipo puede expresarse como

$$k = -\frac{1}{4 n^2} \left[\left(f_{44} \text{sen} 2\alpha \text{sen} \beta + j f_1^c \text{sen} \alpha \cos \beta \right) S'_{1m} + \left(f_1^c \cos \alpha + j f_{44} \text{sen}^2 \alpha \text{sen} 2\beta \right) R'_{1m} \right] \quad (\text{III.123})$$

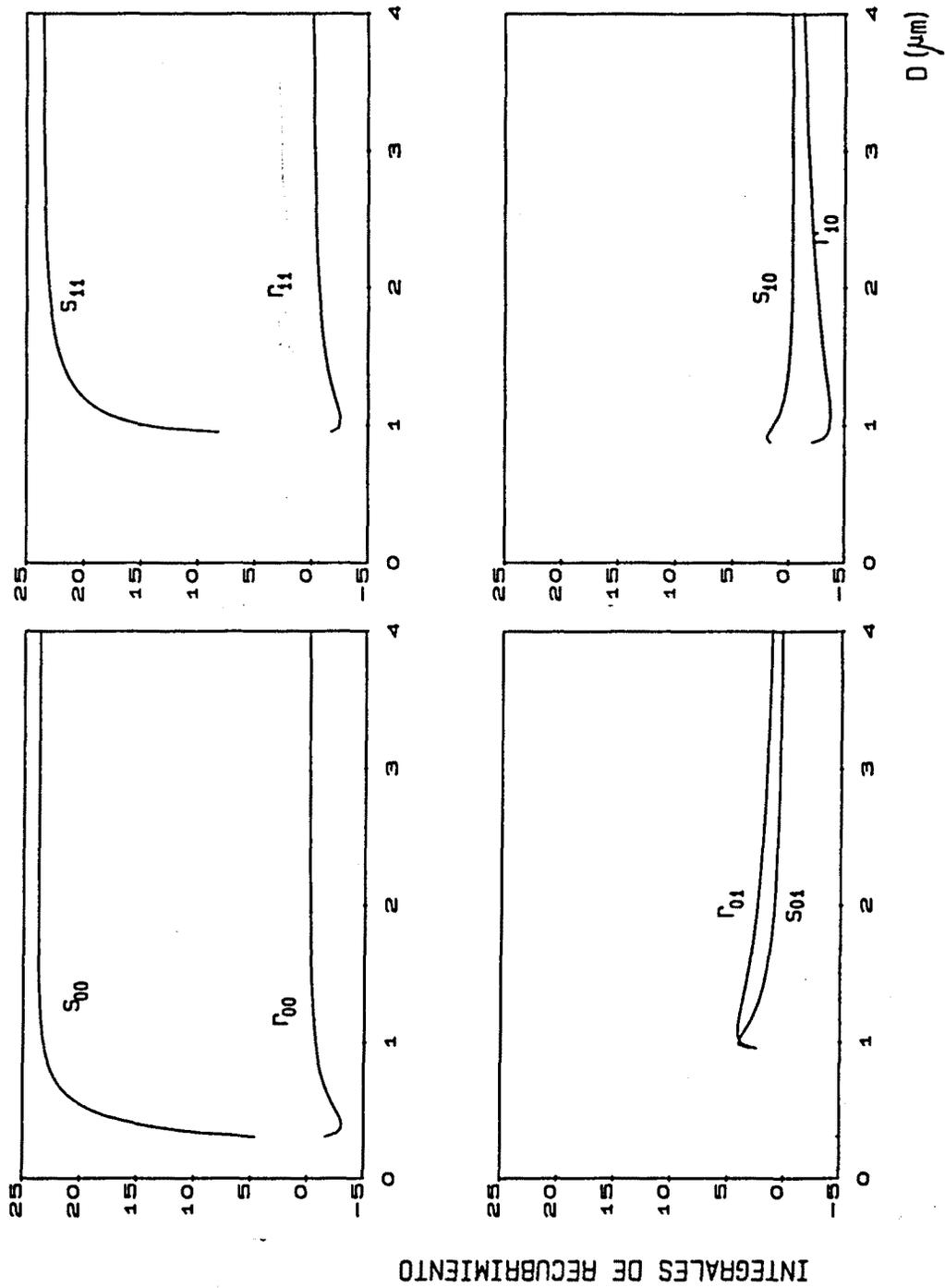


Figura III.9 Integrales de recubrimiento

Utilizando la relación entre los coeficientes magnetoópticos y los valores de la rotación específica de Faraday (θ_F) y del desfase Cotton-Mouton (θ_{CM}), el coeficiente de acoplo toma la forma

$$k = -\frac{1}{2k_0 n} \left[\left(\frac{\theta_{CM}}{2} \sin 2\alpha \sin \beta + j \theta_F \sin \alpha \cos \beta \right) S'_{1m} + \left(\theta_F \cos \alpha + j \frac{\theta_{CM}}{2} \sin^2 \alpha \sin 2\beta \right) R'_{1m} \right] \quad (\text{III.124})$$

expresión que para grosores superiores al crítico se transforma a

$$k = -\sin \alpha \left(\theta_{CM} \cos \alpha \sin \beta + j \theta_F \cos \beta \right) \quad (\text{III.125})$$

No reciprocidad

Si invertimos la dirección de propagación ($\beta \Rightarrow -\beta$) el único factor que se ve modificado es la integral de recubrimiento S'_{1m} ($S' \Rightarrow -S'$), y el coeficiente de acoplo para ondas directas (+) y ondas inversas (-) toma la forma

$$k^\pm = -\frac{1}{2k_0 n} \left[\pm \left(\frac{\theta_{CM}}{2} \sin 2\alpha \sin \beta + j \theta_F \sin \alpha \cos \beta \right) S'_{1m} + \left(\theta_F \cos \alpha + j \frac{\theta_{CM}}{2} \sin^2 \alpha \sin 2\beta \right) R'_{1m} \right] \quad (\text{III.126})$$

Como en la tasa de conversión el factor que interviene es el módulo del coeficiente de acoplo, es conveniente obtener su expresión matemática a fin de poder sacar conclusiones que serán posteriormente útiles para el análisis de la conversión modal. Este módulo tiene la expresión

$$|k^{\pm}| = \frac{1}{2k_0 n} \left[\left(\pm \frac{\theta_{CH}}{2} \sin 2\alpha \sin \beta S'_{1m} + \theta_F \cos \alpha R'_{1m} \right)^2 + \left(\pm \theta_F \sin \alpha \cos \beta S'_{1m} + \frac{\theta_{CH}}{2} \sin^2 \alpha \sin 2\beta R'_{1m} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.127})$$

De esta expresión pueden deducirse las dos condiciones que deben cumplirse para que exista no reciprocidad en el coeficiente de acoplo. Estas condiciones son:

- el valor de la integral de recubrimiento R'_{1m} debe ser comparable al de la integral S'_{1m} , lo cual nos obliga a trabajar con grosores de la capa guiante menores del crítico;
- debe existir una componente ecuatorial no nula de la imanación, existiendo, por ejemplo, en la geometría Cotton-Mouton ($\beta=\pi/2$) un ángulo α dado por la expresión

$$\sin \alpha = \frac{f_1^e R'_{1m}}{2 f_{44} S'_{1m}} \quad (\text{III.128})$$

que anula uno de los coeficientes de acoplo.

Estas condiciones que acabamos de citar son las mismas que se debían cumplir para la existencia de no reciprocidad en el desacuerdo de fases.

Es conveniente, pues lo necesitaremos posteriormente, analizar la expresión del coeficiente de acoplo para las diferentes configuraciones y geometrías usuales. Este análisis lo dividiremos en dos partes; una para guías "estrechas" (grosor de la capa guiante menor del crítico) y otro para guías "anchas". La tabla III.4 resume los resultados obtenidos por este análisis.

CONFIGURACION	$D < D_c$	$D > D_c$
LONGITUDINAL	$\mp j \frac{\theta_F}{2k_0 n} S'_{1m}$	$\mp j \theta_F$
ECUATORIAL	0	0
POLAR	$-\frac{\theta_F}{2k_0 n} R'_{1m}$	0
COTTON-MOUTON	$-\frac{\cos\alpha}{2k_0 n} (\theta_F R'_{1m} \pm \theta_{CM} \text{sen}\alpha S'_{1m})$	$\mp \frac{\theta_{CM}}{2} \text{sen}2\alpha$

Tabla III.4 Expresión del coeficiente de acoplo para propagación directa (+) e inversa (-) para las configuraciones principales de la imanación.

En la figura III.10 se ha representado el módulo del coeficiente de acoplo para la configuración longitudinal y para la geometría Cotton-Mouton con $\alpha=45$.

III.11.3 Conversión modal.No reciprocidad

En apartados anteriores hemos visto que la conversión modal viene definida por la variable tasa de conversión que tiene la expresión

$$\mathcal{T} = \frac{|K|^2}{R^2} \text{sen}^2 R x \quad (\text{III.129})$$

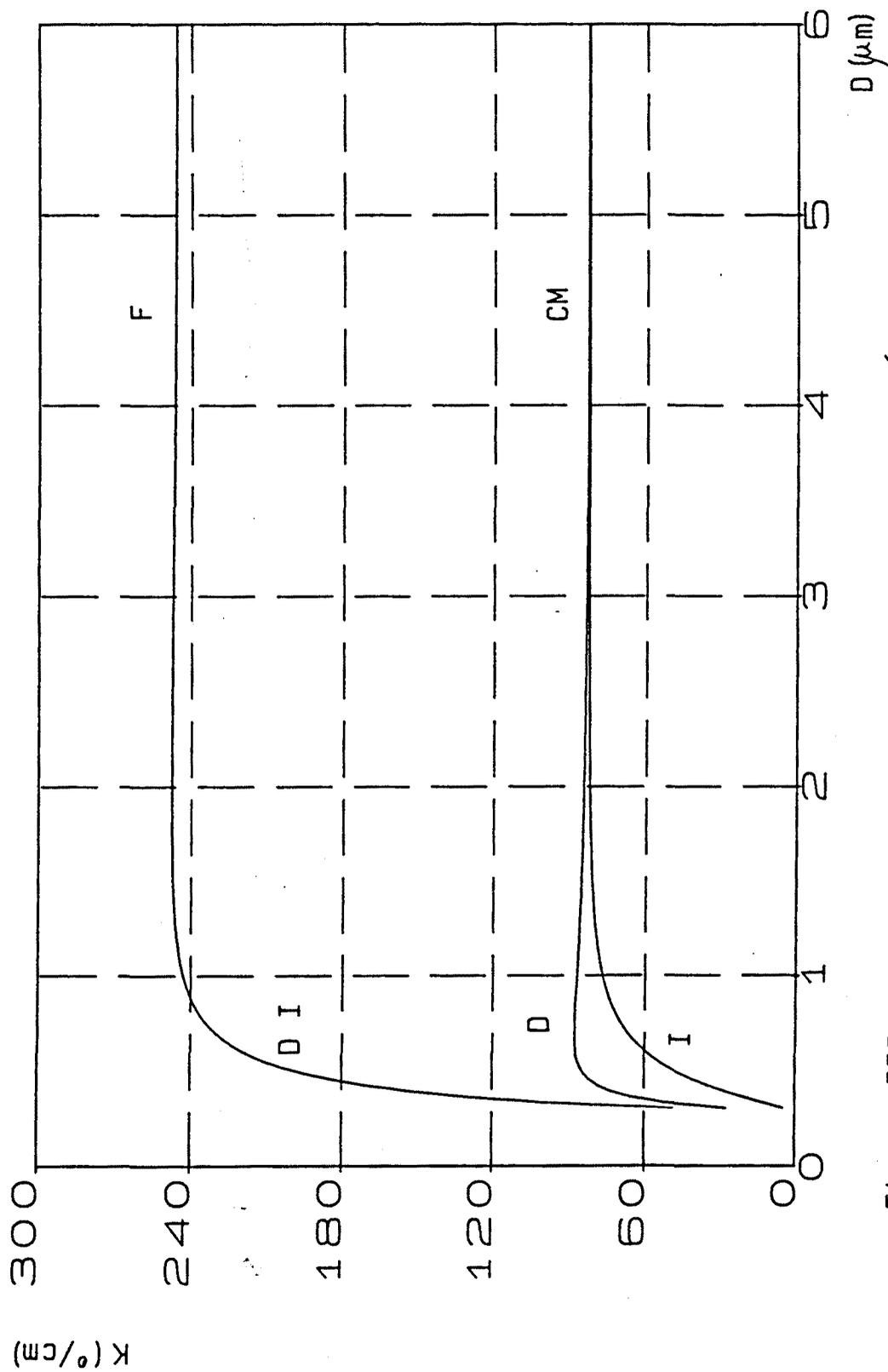


Figura III.10 Coeficiente de acoplo en geometría Faraday (F) y Cotton-Mouton (CM) para los dos sentidos de propagación (D, I).

con un valor máximo (\mathcal{J}_{MAX}) que se produce por primera vez para una longitud de propagación (L_{MAX}) dadas por

$$L_{MAX} = \frac{\pi}{2 R} \Rightarrow \mathcal{J}_{MAX} = \frac{|K|^2}{R^2} \quad (\text{III. 130})$$

Consideraremos que, independientemente de la dirección de la imanación, se consigue acuerdo de fases perfecto. En aquellos casos en que exista no reciprocidad en el desacuerdo de fases, consideraremos acuerdo de fases realizado en la dirección positiva de propagación(+).

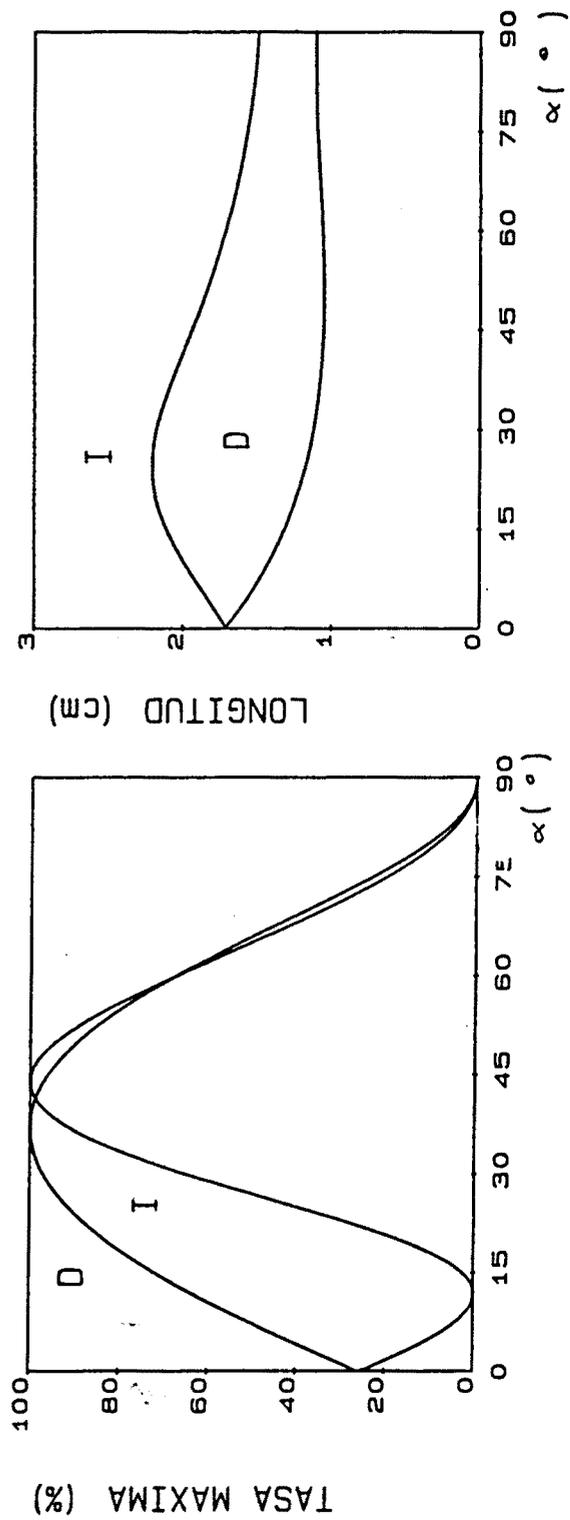
Si existe acuerdo de fases ($\Delta\beta=0$), la tasa máxima de conversión valdrá siempre 1, y la expresión de la tasa de conversión queda reducida a

$$\mathcal{J}^{\pm} = \text{sen}^2 |k^{\pm}| x \quad (\text{III. 131})$$

produciéndose el primer máximo para una longitud

$$L^{\pm} = \frac{\pi}{2 |k^{\pm}|} \quad (\text{III. 132})$$

Tal y como hemos visto al realizar el análisis de los diferentes parámetros que intervienen en la conversión modal, las guías magnetoópticas con pequeños grosores de su capa guiante tienen su utilidad como guías no recíprocas, es por tanto necesario tomar como parámetro fundamental la no reciprocidad de la tasa de conversión. Esta no reciprocidad sólo existirá si hay una componente de la imanación ecuatorial no nula, sin embargo, no es posible trabajar en la configuración ecuatorial (componente ecuatorial de la imanación máxima) pues en ella el coeficiente de acoplo es nulo y no hay conversión. Para realizar el análisis nos vamos a situar en la geometría Cotton-Mouton ($\beta=\pi/2$). En esta geometría el coeficiente de



(a)

(b)

Figura III.11 Tasa máxima de conversión (a) y longitud necesaria para que se produzca (b) en función del ángulo α de la imitación ($\rho=90'$).

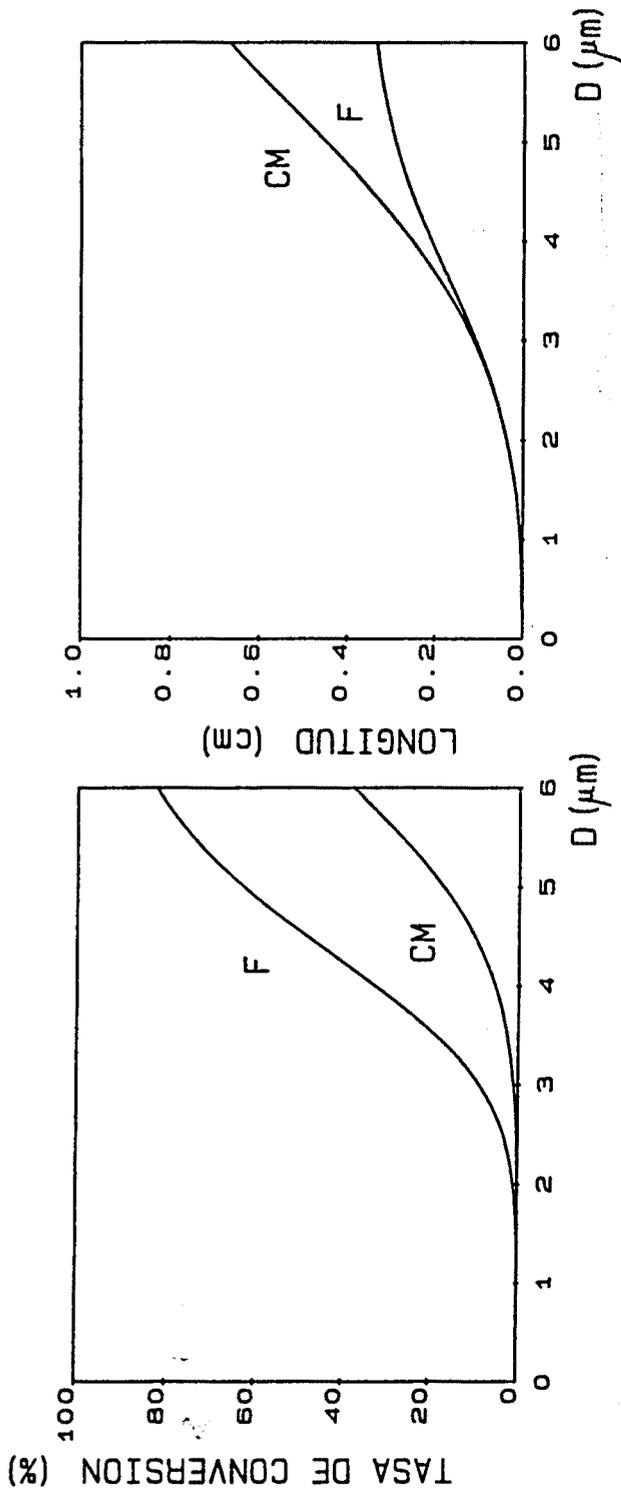


Figura III.12 Tasa de conversión y longitud necesaria para que se produzca en las configuraciones Faraday y Cotton-Mouton.

radica en el hecho de que ,como puede observarse, para grosores pequeños la tasa máxima es prácticamente nula, no quedando de manifiesto la no reciprocidad. La causa de ese pequeño valor de la tasa de conversión es el gran desacuerdo de fases que la estructura guiante crea para estos pequeños grosores y que no puede ser compensada por la anisotropía inducida por el efecto Cotton-Mouton. Este hecho lo podemos constatar viendo la figura III.13 donde hemos vuelto a representar la tasa máxima de conversión y la menor longitud para la que se produce en la guía tipo, pero suponiendo ahora que se ha conseguido compensar el desacuerdo de fases induciendo anisotropías diferentes a la magnetoóptica. De esta forma, el desacuerdo de fases, que antes podíamos representar como

$$\Delta\beta = \Delta\beta^I + \Delta\beta^M \quad (\text{III.137})$$

donde $\Delta\beta^I$ es el desacuerdo de fases de la guía en ausencia de campo magnético externo y $\Delta\beta^M$ la variación del desacuerdo de fases inducida por el campo magnético, tendrá ahora la expresión

$$\Delta\beta = \Delta\beta^I + \Delta\beta^M + \Delta\beta^{IN} = \Delta\beta^M \quad (\text{III.138})$$

Si observamos la figura III.13 podemos ver que la tasa máxima de conversión, excepto para grosores muy pequeños, es del 100 % tanto en la configuración Faraday como en la Cotton-Mouton, siendo la única diferencia entre estas dos configuraciones la longitud necesaria para conseguir esta tasa máxima (la longitud en la configuración Faraday es del orden de 3 veces inferior a la necesaria en la configuración Cotton-Mouton).

Si analizamos la no reciprocidad, comprobaremos que ésta prácticamente no existe en la tasa máxima de conversión y todo su

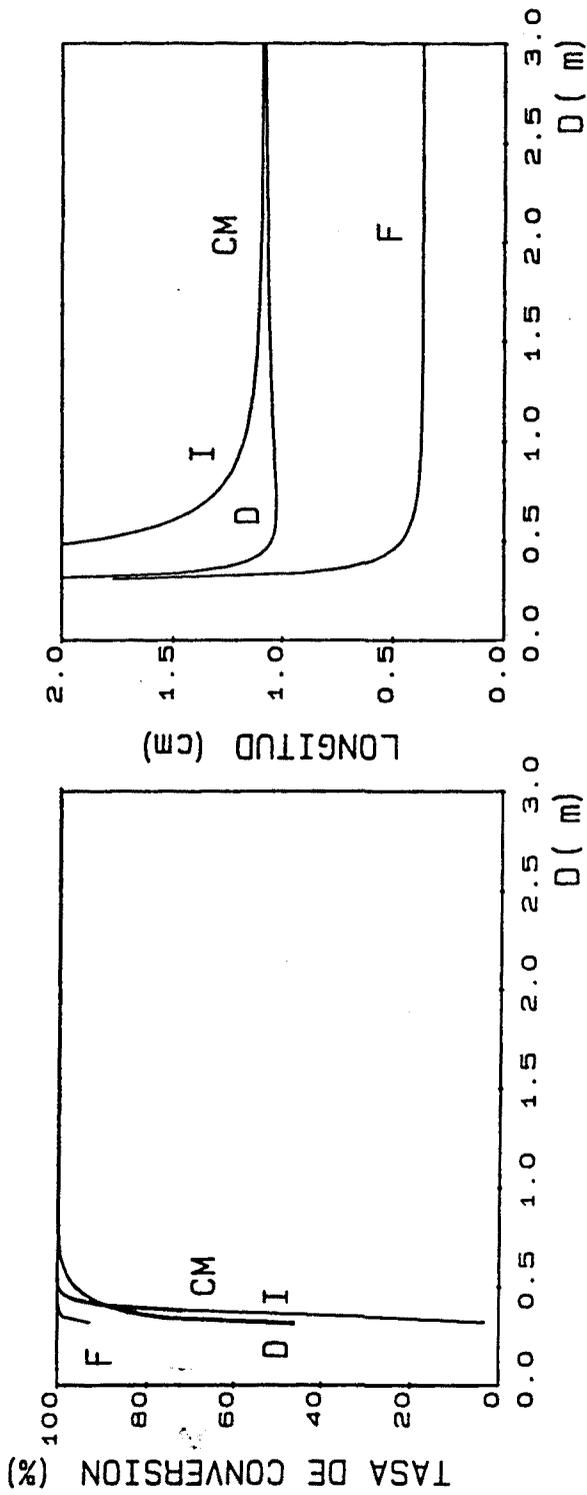


Figura III.13 Tasa de conversión y longitud necesaria para que se produzca en las configuraciones Faraday y Cotton-Mouton supuesta compensada la birrefringencia geométrica de la guía.

efecto se traduce en una variación de la longitud de la longitud que debe tener el dispositivo para presentar esta tasa máxima. Para poder analizar más cómodamente el efecto no recíproco, hemos representado en la figura III.14 las tasas de conversión en los dos sentidos de propagación para la guía tipo con grosor de $0.7 \mu\text{m}$ en función de la longitud del dispositivo. En la figura III.15 hemos representado la diferencia entre ambas tasas de conversión.

Podemos concluir que es posible conseguir una gran no reciprocidad en guías en configuración Cotton-Mouton eligiendo adecuadamente la longitud del dispositivo y compensando la birrefringencia geométrica de la estructura guiante.

III.12 ABSORCION

En todo el estudio realizado hasta ahora hemos considerado que el material magnetoóptico no presenta pérdidas. Sin embargo, esta hipótesis no es del todo cierta, pues los materiales magnetoópticos tienen una pequeña atenuación. En primera aproximación, podemos considerar que la atenuación se comporta como una perturbación expresada mediante un tensor diagonal imaginario. Puede comprobarse que en este caso, la expresión de los campos propagados no varía salvo por una modificación en su constante de propagación, a la cual se le añade un término imaginario.

Si realizamos un estudio algo más profundo, veríamos [25], observamos como la presencia de una absorción se traduce también en un acoplo de modos del mismo tipo. Como estamos interesados en guías que sólo propaguen los modos fundamentales, el único efecto que para nosotros tendrá la absorción será la aparición de un factor de atenuación $[\exp(-\alpha x)]$ en la expresión de los campos.

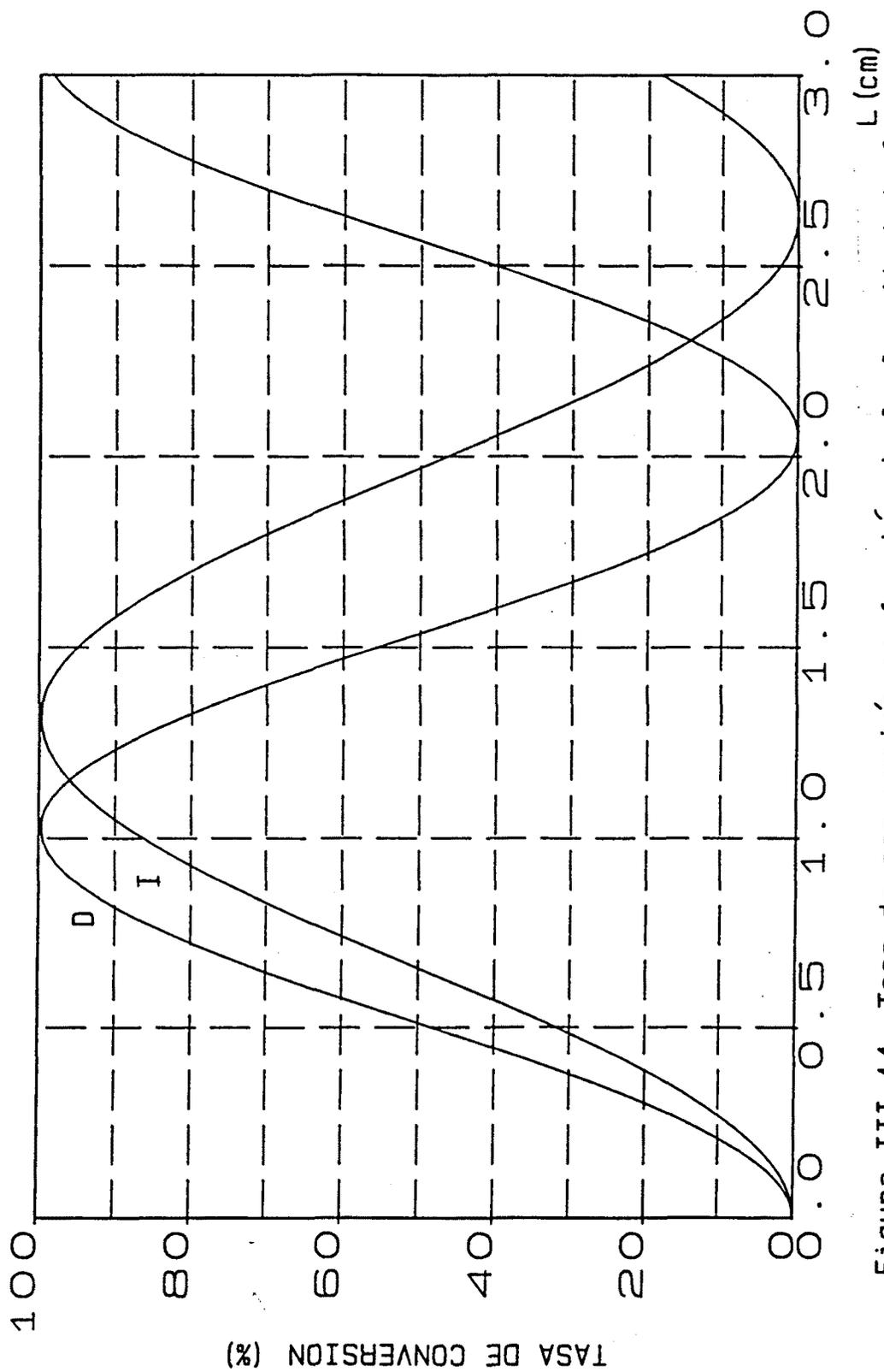


Figura III.14 Tasa de conversión en función de la longitud de la guía para ambos sentidos de propagación para la configuración Cotton-Mouton en la guía tipo con birrefringencia compensada.

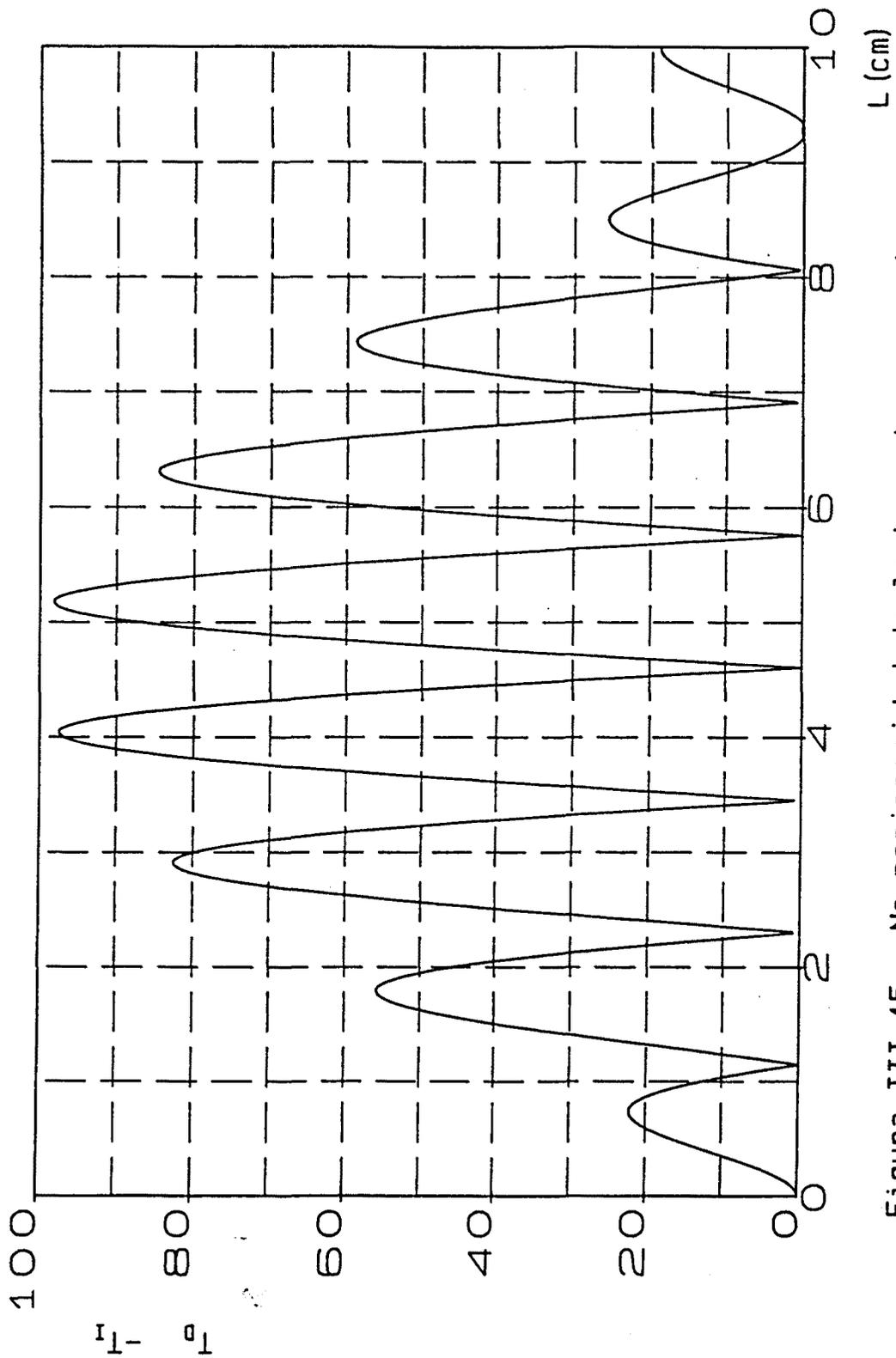


Figura III.15 No reciprocidad de la tasa de conversion en geometria Cotton-Mouton.

CAPITULO IV

DISEÑO DE UN AISLADOR MONOMODAL PARA OPTICA INTEGRADA

IV.1 INTRODUCCION

En este capítulo vamos a proceder al diseño de un aislador monomodal. Comenzaremos definiendo los parámetros que caracterizarán al aislador y su acoplo a un sistema óptico.

A partir de los análisis realizados en capítulos precedentes, deduciremos la existencia de dos tipos diferentes de aislador, a los cuales llamaremos aisladores mono y multisección.

Una vez definidos los dos tipos de aisladores, abordaremos su diseño eligiendo como guía base la guía tipo definida en el capítulo anterior, comprobando las limitaciones que esta guía impone.

Manteniendo la estructura de la guía, analizaremos la influencia que la magnitud de los efectos magnetoópticos tiene sobre las características del aislador, eligiendo el material magnetoóptico que utilizaremos en nuestros aisladores.

Una vez determinado el material a utilizar, estudiaremos la influencia de los índices de refracción sobre el funcionamiento del aislador, haciendo especial hincapié en la propiedad de propagación monomodal. A continuación determinaremos la estructura de la guía del aislador.

Por último, analizaremos las características de ambos aisladores diseñados.

IV.2 PARAMETROS DE UN AISLADOR

Los diferentes parámetros que caracterizan el comportamiento de un aislador son:

- Pérdidas de inserción
- Aislamiento
- Margen de temperaturas
- Banda de frecuencia

En la figura IV.1 se han definido los dos primeros parámetros.

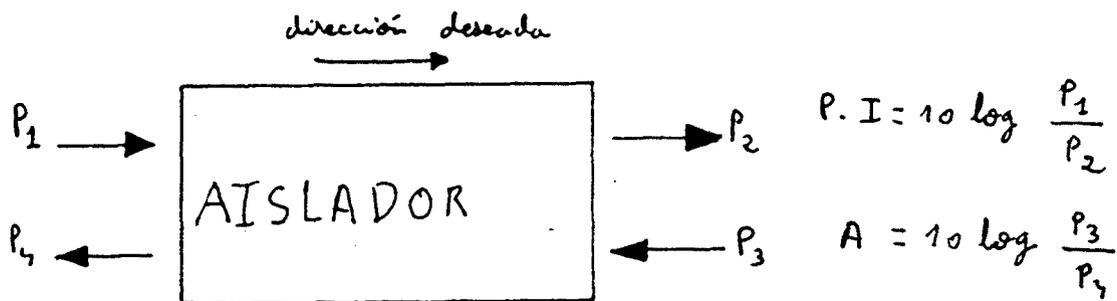


Figura IV.1 Definición de los parámetros de un aislador

De cara al diseño, vamos a optimizar las pérdidas de inserción y el factor de aislamiento, especificando a continuación sus márgenes de funcionamiento para la frecuencia y la temperatura.

IV.3 ACOPLO Y DESACOPLO DE LA LUZ EN EL AISLADOR

Uno de los condicionantes en el diseño de un aislador óptico integrado es la eficiencia de acoplo con el resto de elementos del sistema. Nosotros vamos a diseñar un aislador que se insertará entre la fuente de luz (laser integrado) y la fibra óptica monomodo. Conviene, por tanto, proceder, previo al diseño, a un estudio de los diferentes

modos de acoplo entre dispositivos ópticos integrados.

Este estudio lo vamos a dividir en dos partes: acoplo laser-aislador y acoplo aislador-fibra.

IV.3.1 Acoplo entre el laser y el aislador

Como el aislador estará formado por una guiaonda y el laser integrado también, el problema de acoplo laser-aislador se reduce al problema de acoplo entre guiaondas. Los principales métodos de acoplo son:

- focalización directa
- acoplo directo ("butt-end")
- acoplo por prisma
- acoplo por red de difracción ("grating")

IV.3.1.1 Focalización directa [26]

La luz procedente del laser se hace converger mediante una lente sobre el extremo de la capa guiante (figura IV.2).

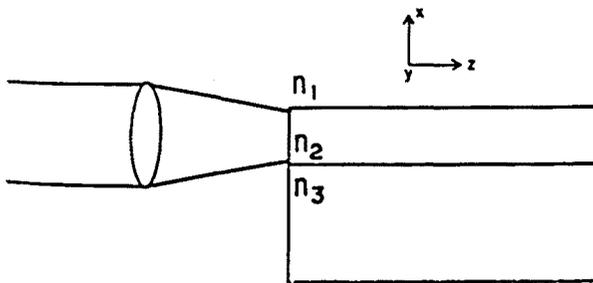


Figura IV.2 Sistema de acoplo por focalización directa

Este es un procedimiento adecuado para excitar el modo fundamental de la guía. La eficiencia del acoplo depende de la correlación entre el haz gaussiano emitido por el laser y la forma del modo excitado en la guía. Es por ello un método comunmente utilizado con láseres de gas

donde esta correlación es alta. En láseres semiconductores esta correlación es pequeña. El acoplo de un diodo láser a una guía mediante este sistema tropieza además con la dificultad de la alta divergencia del haz emitido (10-20 grados).

IV.3.1.2 Acoplo directo: "butt-end" [27]

El acoplo se realiza directamente entre la capa emisora de luz del diodo láser y la capa activa del aislador, según muestra la figura IV.3.

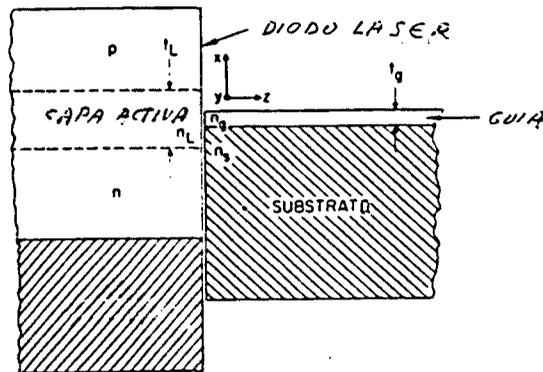


Figura IV.3 Sistema de acoplo directo

La anchura típica de la capa emisora del diodo varía entre 1 y 6 μm . Si la capa guiante del aislador es de grosor parecido podrá existir un buen acoplo para el modo fundamental sin necesidad de una lente focalizadora intermedia. Se demuestra [28] que el coeficiente de acoplo para modos bien confinados sigue la expresión

$$\eta_c = \left[\frac{8}{\pi(m+1)} \right]^2 \frac{n_L n_g}{(n_L + n_g)^2} \frac{D_g}{D_L} C_0(m, D_g, D_L) \quad (\text{IV.1})$$

siendo m el orden del modo acoplado y donde el término entre corchetes es un factor de normalización y C_0 el factor de correlación de los diferentes modos de la guía con el haz emitido. El segundo factor hace referencia a la reflexión producida por la desadaptación de los índices de refracción de la capa emisora del diodo y la activa del

aislador. Para un diodo compuesto de GaAlAs, se tiene $n_L=3.45$, mientras que la capa activa del aislador tendrá un índice de 2.20 aproximadamente.

En la figura IV.4 se muestra la variación del acoplo obtenido en función del grosor de la capa emisora del diodo para el modo TE_0 para una capa activa de $5 \mu\text{m}$ de grosor.

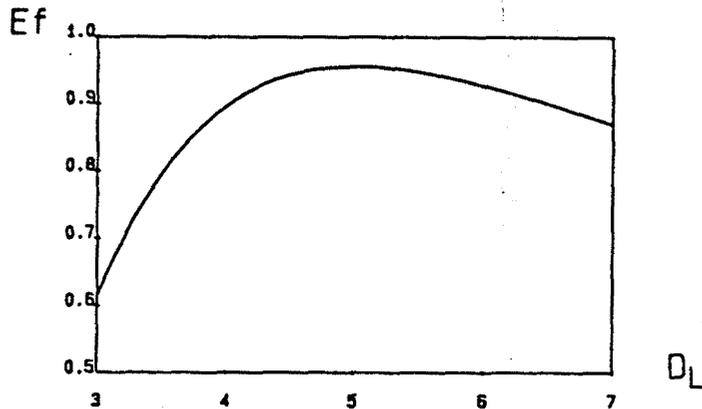


Figura IV.4 Dependencia del acoplo del modo TE_0 con el grosor de la capa emisora del diodo láser, para un grosor de la capa activa del aislador de $5 \mu\text{m}$.

Como en cualquier otro sistema de acoplo transversal, el alineamiento es crítico. Además, la separación entre ambos elementos no debe exceder de algunas décimas de micra, lo que implica montar el diodo y el aislador sobre un mismo soporte y apretarlos entre sí mecánicamente antes del encapsulado final. Para un buen acoplo es necesario que las superficies de contacto estén muy bien pulidas. Con este sistema se han conseguido eficiencias del 80% en el modo fundamental.

IV.2.1.3 Acoplo por prisma y "grating"[29]

Los sistemas de acoplo mediante prisma y "grating" son muy utilizados cuando se trabaja con láseres de gas, que poseen una muy pequeña divergencia angular. Las eficiencias conseguidas son elevadas: en el caso de acoplo por prisma de alrededor del 81%. Para

láseres de estado sólido se hace necesario colimar el haz porque la sensibilidad al ángulo de incidencia es muy elevada. Por otra parte la utilización de prismas o "gratings" encarece el producto, y, en el caso del "grating", implica una tecnología sofisticada para su fabricación.

IV.3.2 Acoplo entre el aislador y la fibra

Básicamente existen dos tipos de soluciones para el acoplo a la fibra óptica: el acoplo transversal y el acoplo oblicuo.

IV.3.2.1 Acoplo transversal ("butt-end") [30]

El principio es el mismo al utilizado para la conexión con la fuente láser. Las secciones rectas de la guía y la fibra se ponen en contacto mediante algún tipo de interconector. El grosor de las fibras varía entre 4 y 8 μm . típicamente. El problema principal viene dado por la diferencia de índices de refracción (1.5 y 2.2).

Para subsanarlo debe utilizarse un líquido adaptador en la unión. En fibras monomodo se consigue, no obstante, una eficiencia de acoplo menor que en las multimodo (75% frente a un 90%) (Figura IV.5).

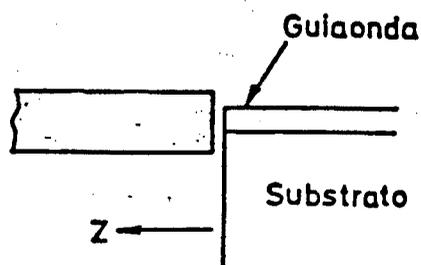


Figura IV.5 Acoplo transversal fibra-guía

IV.3.2.2. Acoplo mediante terminación en cuña ("taper") [31]

El acoplo oblicuo de la fibra a la guía fue desarrollado por Tien en 1974 y Teh-Stegeman en 1978, pero únicamente para fibras multimodo. En la figura IV.6 se presentan los sistemas propuestos.

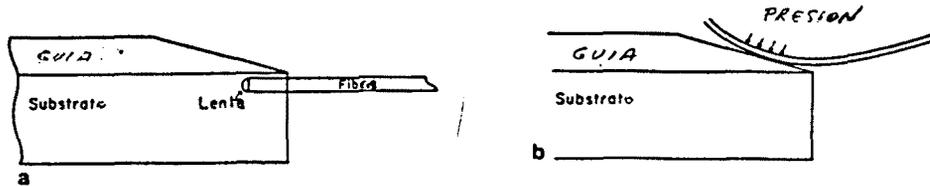


Figura IV.6 Sistema de acoplo por "tapered"

IV.3.3 Conclusiones

La mejor forma de conectar el aislador parece que conlleva la utilización de los métodos de acoplo transversal. Para el caso de la fibra óptica, el problema de la desaptación de índices se soluciona satisfactoriamente con la utilización de un líquido de índice de refracción intermedio. En el caso del láser, es crítico conseguir una suficiente igualdad de los grosores de las capas activa del aislador y emisora del láser, y para éllo debe partirse de un láser concreto para proceder después al diseño del aislador más adecuado. Teniendo en cuenta las dimensiones de los diodos láser habituales y de las fibras monomodo, resulta razonable elegir para la capa activa del aislador un grosor de 5 μm .

IV.4 ESTRUCTURA DE UN AISLADOR OPTICO INTEGRADO

El aislador óptico integrado estará formado por un convertor modal unidireccional intercalado entre dos selectores de modos [32]. Estos selectores tienen la misión de eliminar las componentes TM de la luz, siendo prácticamente transparentes a los modos TE. Los selectores de

modos integrados habituales están formados por una capa de aluminio ($n=1.54 - j 9.5$ para $\lambda=1.152$) de 0.3 mm de longitud depositada en la guía. Este selector presenta una atenuación superior a los 200 dB en los modos TM. En nuestro diseño vamos a considerar que este selector es ideal (atenuación infinita para los modos TM y nula para los TE). El diagrama de bloques de nuestro aislador se muestra en la figura IV.7.

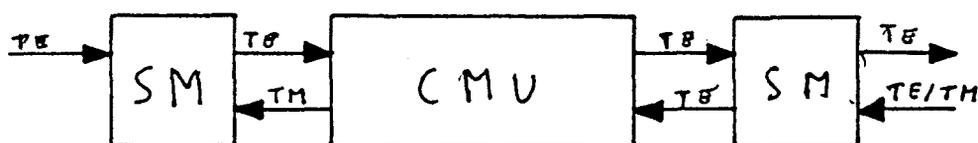


Figura IV.7 Esquema de bloques de un aislador óptico integrado

IV.4.1 TIPOS DE CONVERTORES MODALES UNIDIRECCIONALES

Para que una guíaonda pueda ser utilizada como convertor unidireccional debe presentar la propiedad de no reciprocidad. Al analizar en el capítulo anterior la propagación de la luz en la guía magnetoóptica, hemos comprobado la existencia de una no reciprocidad en guías funcionando cerca del punto de nacimiento del modo fundamental, no reciprocidad que va disminuyendo hasta desaparecer conforme nos alejamos de este punto, tendiendo la guía a comportarse como una estructura no guiante, la cual, como hemos visto en el capítulo I, también presenta no reciprocidad. Podemos, por tanto, definir dos tipos diferentes de convertidores unidireccionales, aquéllos en que su guíaonda trabaja cerca del punto de nacimiento del modo y aquéllos en que su guíaonda trabaja lejos de ese punto. Para los primeros, la no reciprocidad será debida a la existencia de una estructura guiante conteniendo materiales no recíprocos, mientras que para los segundos la no reciprocidad será debida exclusivamente a la presencia del material no recíproco.

Según hemos visto en el capítulo anterior, en guías magnetoópticas con grosores cercanos al grosor de corte, puede conseguirse un efecto no recíproco aplicando a la guía una imanación uniforme en toda su sección. Por esta razón, a los conversores unidireccionales cuyo funcionamiento se base en esta no reciprocidad los llamaremos "conversores unidireccionales monosección". Por otro lado, según hemos visto en el capítulo I, para el correcto funcionamiento del conversor unidireccional no guiado es conveniente la utilización de dos secciones diferentes, una sección con la imanación en configuración Faraday y otra sección con imanación en configuración Cotton-Mouton. Como el principio de funcionamiento de los conversores cuyas guías trabajan lejos del punto de nacimiento del modo es idéntico al de los no guiados, los llamaremos "conversores unidireccionales multisección".

IV.4.1.1. Conversores unidireccionales monosección

En el capítulo anterior hemos obtenido la expresión de la tasa de conversión, comprobando la existencia de no reciprocidad tanto en el desacuerdo de fases como en el coeficiente de acoplo. Como se explica en el anexo I, existen anisotropías inducidas por el proceso de fabricación de la guía que permiten compensar la birrefringencia geométrica debida a la existencia de una estructura guiante. Por ello, en todo el proceso de diseño consideraremos compensada esta birrefringencia geométrica.

Las tasas de conversión en ambos sentidos de propagación adoptan la forma

$$\tau = \frac{|k|^2}{(\Delta\beta/2)^2 + |k|^2} \operatorname{sen}^2 [(\Delta\beta/2)^2 + |k|^2]^{1/2} x \quad (\text{IV.2})$$

donde k es el coeficiente de acoplo, $\Delta\beta$ el desacuerdo de fases creado únicamente por el campo magnético externo y x la distancia de propagación.

Tal y como hemos visto en el capítulo anterior, la configuración Cotton-Mouton es la que maximiza el efecto no recíproco en este tipo de conversores.

IV.4.1.2. Conversores unidireccionales multisección

Como hemos comentado anteriormente, los conversores unidireccionales multisección se implementarán a partir de guías "gruesas". Para este tipo de guías hemos hallado en el capítulo previo las expresiones asintóticas del coeficiente de acoplo y de la modificación del desacuerdo de fases por la presencia de un campo magnético exterior. Estos valores asintóticos eran

$$k = - \operatorname{sen}\alpha (\theta_{\text{CM}} \cos\alpha \operatorname{sen}\beta + j \theta_{\text{F}} \cos\beta) \quad (\text{IV.3})$$

$$\Delta\beta = k_0 f_{44} (\operatorname{sen}^2\alpha \operatorname{sen}^2\beta - \cos^2\alpha) \quad (\text{IV.4})$$

expresiones en las que se constata la ausencia de no reciprocidad debida a la estructura guiante, siendo por tanto necesario utilizar los mismos esquemas que los utilizados en el diseño de conversores unidireccionales para óptica no guiada analizados en el primer capítulo. En estos, recordemos, se utilizaba la asociación en cascada de dos elementos, uno girótropo (material magnetoóptico en geometría Faraday) y otro anisótropo (material magnetoóptico en geometría Cotton-Mouton). Debemos pues analizar estos dos elementos por separado.

IV.4.1.2.1. Guía en configuración Faraday

En esta configuración la imanación es paralela a la propagación, y por tanto los ángulos utilizados para definir la dirección de la imanación son en este caso $\alpha=90^0$ y $\beta=0^0$, quedando el coeficiente de acoplo y la modificación del desacuerdo de fases de la forma

$$k = -j \theta_F \quad (IV.5)$$

$$\Delta\beta = 0 \quad (IV.6)$$

tomando la matriz de transmisión la forma (suponiendo que se ha compensado el desacuerdo de fases de la guía isótropa)

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_F x & \text{sen } \theta_F x \\ -\text{sen } \theta_F x & \cos \theta_F x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (IV.7)$$

y siendo la tasa de conversión para un modo de entrada puro

$$\mathcal{J} = \text{sen}^2 \theta_F x \quad (IV.8)$$

Si queremos un giro de 45^0 (es decir, una tasa de conversión del 50%) deberemos tener una longitud del elemento Faraday de

$$L = \frac{\pi}{4 \theta_F (\text{rad/cm})} = \frac{45}{\theta_F (\text{grados/cm})} \quad (IV.9)$$

IV.4.1.2.2. Guía en configuración Cotton Mouton

En esta configuración la imanación es perpendicular a la propagación, viniendo definida por el ángulo $\beta=90^0$. En esta configuración, el coeficiente de acoplo y el desacuerdo de fases

(suponiendo compensado el de la guía isótropa) valen

$$k = - \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} \text{sen } 2\alpha \quad (\text{IV. 10})$$

$$\Delta\beta = - \theta_{\text{CM}} \cos 2\alpha \quad (\text{IV. 11})$$

donde θ_{CM} es el desfase específico Cotton-Mouton. La matriz de transmisión tendrá la forma

$$\begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x - j \cos 2\alpha \text{sen} \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x & -j \text{sen} 2\alpha \text{sen} \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x \\ -j \text{sen} 2\alpha \text{sen} \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x & \cos \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x + j \cos 2\alpha \text{sen} \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 12})$$

donde

$$A' = A \exp\left(j \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} \cos 2\alpha x\right) \quad (\text{IV. 13})$$

$$B' = B \exp\left(-j \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} \cos 2\alpha x\right) \quad (\text{IV. 14})$$

siendo A y B las amplitudes de los campos de salida y A_0 y B_0 las amplitudes de entrada. La tasa de conversión para un modo puro de entrada valdrá

$$\mathcal{T} = \text{sen}^2 2\alpha \text{sen}^2 \frac{\theta_{\text{CM}}}{2} x \quad (\text{IV. 15})$$

Para una longitud del dispositivo de $x=\pi/\theta_{\text{cm}}$, la matriz de transmisión adopta la forma

$$\begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} \cos 2\alpha & \text{sen} 2\alpha \\ \text{sen} 2\alpha & -\cos 2\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.16})$$

con

$$A' = A \exp\left(j \frac{\pi}{2} \cos 2\alpha\right) \quad (\text{IV.17})$$

$$B' = B \exp\left(-j \frac{\pi}{2} \cos 2\alpha\right) \quad (\text{IV.18})$$

y la tasa de conversión queda

$$\mathcal{T} = \text{sen}^2 2\alpha \quad (\text{IV.19})$$

Si queremos un giro de 45° , el ángulo α debe valer $\pi/8$, quedando la matriz de transmisión

$$\begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} = -j \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.20})$$

con

$$A' = A \exp\left(j \frac{\sqrt{2}\pi}{4}\right) \quad (\text{IV.21})$$

$$B' = B \exp\left(-j \frac{\sqrt{2}\pi}{4}\right) \quad (\text{IV.22})$$

Si llamamos $[M_+]$ y $[M_-]$ a las matrices totales en los dos sentidos de propagación, y recordando que al invertir el sentido de propagación sólo cambian los signos de los elementos de fuera de la diagonal principal de la matriz de transmisión correspondiente a la sección Faraday del aislador, obtenemos

$$[M_+] = -j \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{y} \quad [M_-] = -j \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.23})$$

matrices que indican que en la dirección positiva de propagación, no cambia la polarización de la luz incidente, mientras que en el sentido negativo se produce un giro de 90° en la polarización.

Podemos, pues, concluir que en el diseño de un conversor unidireccional multisección debemos tomar los siguientes parámetros:

Sección Faraday:

$$\theta_F L_F = \pi/4 \quad (\text{IV.24})$$

Sección Cotton-Mouton

$$\text{Angulo imanación } \alpha = \pi/8 \quad (\text{IV.25})$$

$$\theta_{CM} L_{CM} = \pi \quad (\text{IV.26})$$

IV.5 DISEÑO DE UN CONVERSIONAL MODAL UNIDIRECCIONAL

IV.5.1 Conversor unidireccional tipo

Entendemos por conversor unidireccional tipo aquel conversor implementado sobre la guía magnetoóptica tipo definida en el capítulo anterior. Recordemos que esta guía estaba formada por un GdGa-YIG de índice de refracción 2.14, rotación Faraday de $244^\circ/\text{cm}$, desfasaje Cotton-Mouton $164^\circ/\text{cm}$ y atenuación 5 dB/cm epitaxiada sobre un sustrato de GGG de índice 1.945 teniendo como medio superior el aire.

IV.5.1.2. Conversor unidireccional tipo monosección

En el conversor tipo tenemos definidas ya algunas de las características (magnitud de los efectos magnetoópticos, índices de refracción, configuración de la imanación) quedando por determinar únicamente el grosor de la capa activa, el ángulo α de la imanación (el ángulo β está fijado a 90° al imponer que la configuración de la imanación sea Cotton-Mouton) y la longitud del dispositivo (la cual limitaremos a un valor máximo de 3 cm). Conviene recordar que, tal y como hemos dicho anteriormente, supondremos compensada la birrefringencia geométrica de la guía.

Empezaremos el diseño determinando el grosor óptimo de la capa guiante. Para ello, fijaremos el ángulo α de la imanación a 45° y analizaremos la máxima no reciprocidad que puede obtenerse para longitudes siempre menores de 3 cm. En la figura IV.8 hemos representado esta máxima no reciprocidad así como la mínima longitud en la que se produce para diferentes grosores de la capa guiante, pudiendo deducirse de ella que el punto óptimo corresponde a un grosor de $0.50 \mu\text{m}$, para el cual se consigue una diferencia entre las tasas de conversión de más del 98% (0.25% de conversión en un sentido y 98.88% en el contrario) para una longitud de 2 cm.

Para hallar el valor del ángulo α óptimo, fijaremos ahora el grosor de la capa guiante en $0.50 \mu\text{m}$ y analizaremos la máxima no reciprocidad que puede conseguirse en función de dicho ángulo (Fig. IV.9), pudiendo observarse que el ángulo de 45° es el que maximiza dicha no reciprocidad para una longitud de 2 cm.

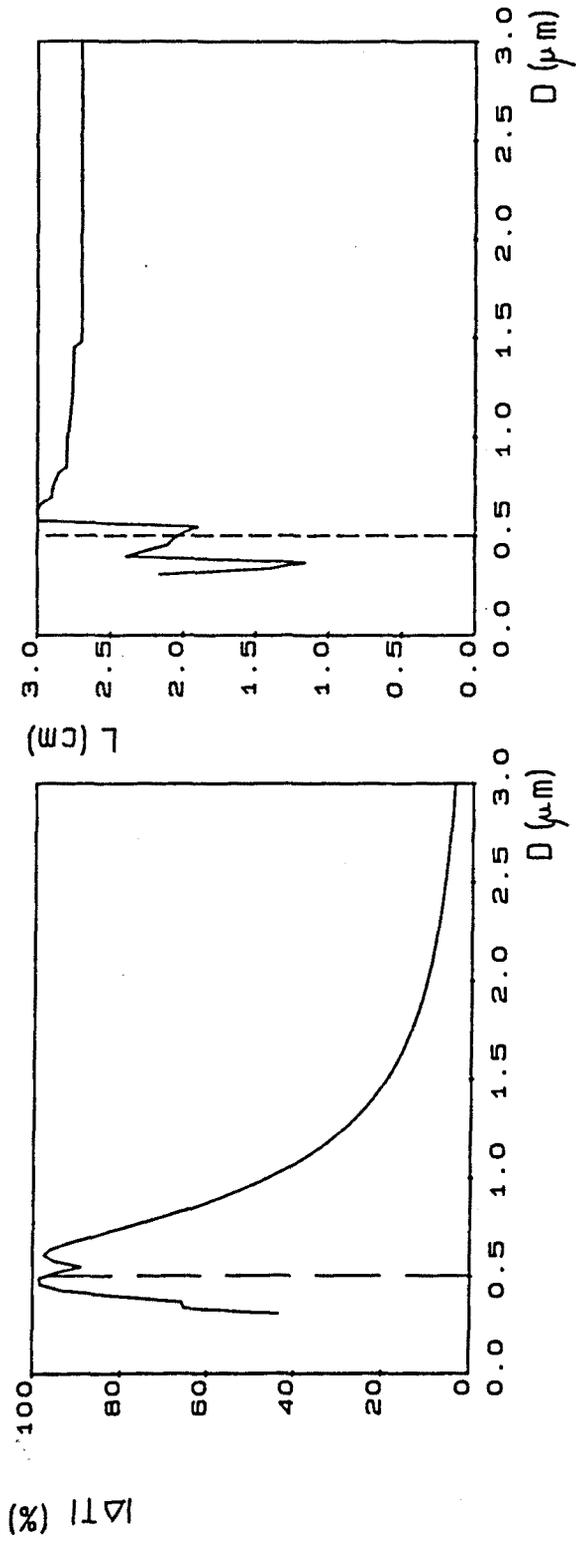


Figura IV.8 Conversor monosección tipo (ΔT : diferencia entre las tasas de conversión de ambos sentidos de propagación, L: distancia de propagación)

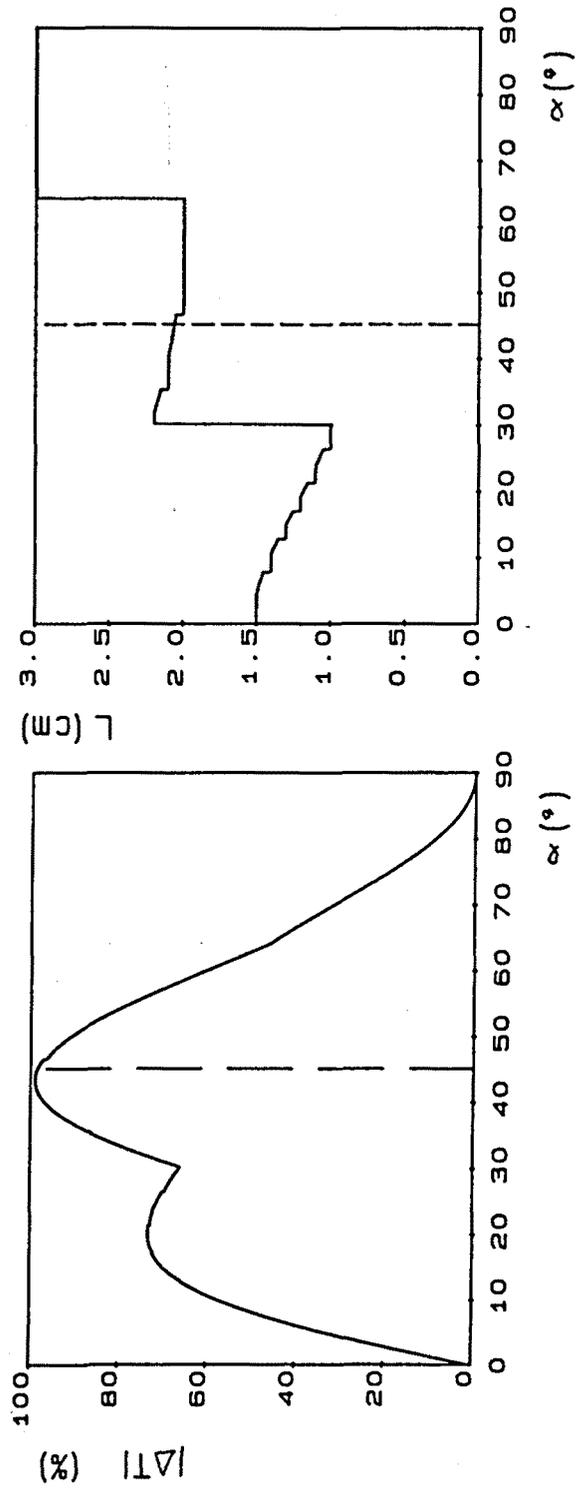


Figura IV. 9 No reciprocidad del conversor monosección tipo en función del ángulo de la imanación α .

Para acabar el diseño ya sólo falta determinar la longitud del dispositivo. Para ello representamos la no reciprocidad (valor absoluto de la diferencia entre las tasas de conversión en ambos sentidos de propagación) en función de la longitud del conversor (Fig.IV.10), pudiendo observar que la longitud óptima es de 2.07 cm.

En la figura IV.11 se resumen las características de este aislador.

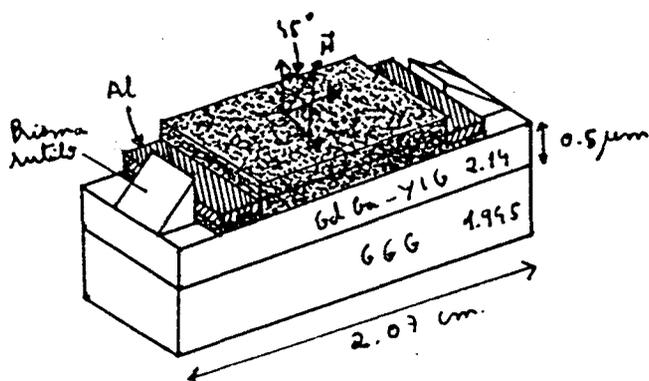


Fig. IV.11. Aislador tipo monosección

Este aislador tipo lo hemos diseñado partiendo de la base de que el desacuerdo de fases existente en ausencia de imanación es compensado. En este último diseño, este desacuerdo de fases tiene un valor de $1.56 \cdot 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$. Como se explica en el anexo I, los métodos de compensación del desacuerdo de fases consisten fundamentalmente en la aparición de una anisotropía debida al desacuerdo entre los parámetros de malla del YIG y del sustrato. Esta anisotropía sólo puede compensar un desacuerdo de fases máximo de $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. En estas condiciones, este aislador tipo no puede funcionar nunca. Hemos obtenido pues una de las condiciones que debemos buscar en el diseño de aisladores monosección: "el desacuerdo de fases para los grososres que permitan tener no reciprocidad en presencia de una imanación uniforme no debe ser superior a $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ ". Por otro lado, este diseño no cumple los requisitos de funcionamiento monomodal ni de alta eficiencia de acoplo

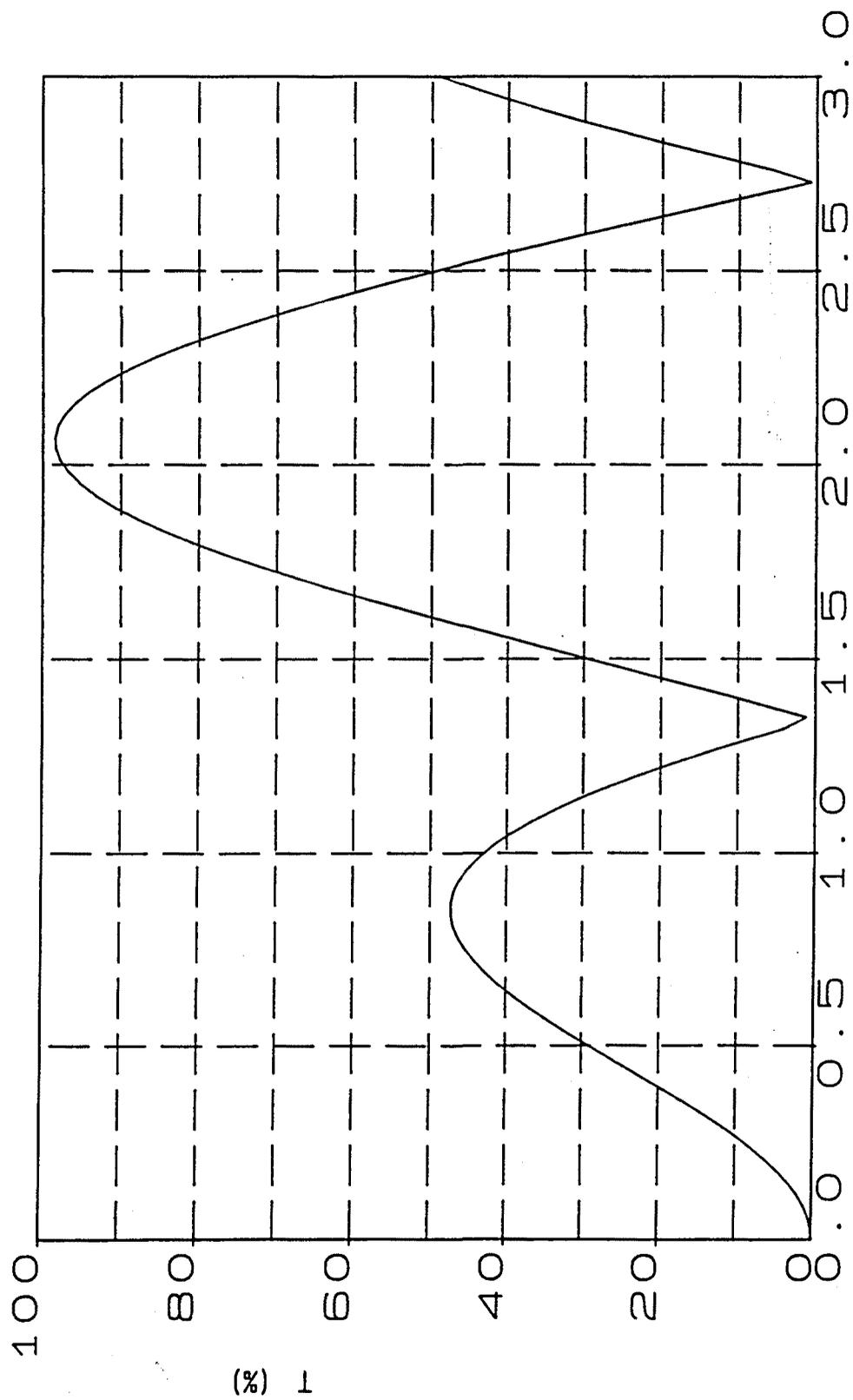


Figura IV.10 No reciprocidad en la tasa de conversión para L (cm) el conversor monosección tipo en función de la distancia de propagación.

con el resto de elementos, al igual que presenta unas elevadas pérdidas de inserción debidas a la fuerte atenuación que el material presenta.

IV.5.1.3. Convertor unidireccional tipo multisección

El diseño del convertor multisección es más sencillo que el monosección, pues todos los parámetros están fijados, salvo el grosor de la capa activa, grosor para el cual sólo existe una cota mínima (para que tengan validez los comportamientos asintóticos), cota que para la guía tipo, según hemos visto en el capítulo anterior, es de 2 μm . En nuestro diseño, elegimos un grosor de 5 μm por las razones expuestas en el apartado IV.3. El resto de parámetros del convertor pueden obtenerse a partir de las expresiones IV.24 a IV.26, resultando

SECCION FARADAY

Imanación: $\alpha=90^\circ, \beta=0^\circ$

Longitud: $L_F=3.7 \text{ mm}$

Grosor: $D = 5 \mu\text{m}$

SECCION COTTON-MOUTON

Imanación: $\alpha=22.5^\circ, \beta=90^\circ$

Longitud: $L_{CH}=11 \text{ mm}$

Grosor: $D = 5 \mu\text{m}$

En la figura IV.12 se muestra la estructura del aislador multisección tipo, así como los parámetros que lo definen.

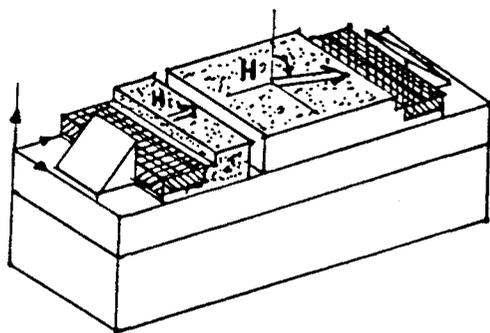


Fig IV.12 Aislador tipo multisección

Este aislador así diseñado no permite funcionamiento monomodal, pues, para el grosor de la capa activa utilizado, se propagan en ella 8 modos TE y 8 modos TM.

Una vez estudiados los aisladores basados en la guía tipo, así como los inconvenientes que presentan, vamos a buscar la configuración óptima de la guía sobre la que se implementará el aislador.

IV.5.2 Diseño de la guía magnetoóptica del conversor unidireccional

Acabamos de analizar las características de los conversores unidireccionales mono y multisección basados en la guía tipo, comprobando que presentan fundamentalmente los siguientes inconvenientes:

- Imposibilidad de compensar la birrefringencia geométrica en el conversor monosección.
- Deficiente acoplo conversor-sistema óptico debido al poco grosor de la capa activa del conversor.
- Excesiva longitud del dispositivo y elevadas pérdidas de inserción en ambos tipos de conversores.
- Imposible funcionamiento en regimen monomodal.

Vamos a comprobar que variando el material magnetoóptico y los índices de refracción de los tres medios que componen la guía podremos corregir estas deficiencias.

IV.5.2.1. Influencia de los efectos magnetoópticos en las características del aislador

Dos son las características que buscamos en la guía magnetoóptica sobre la que implementaremos el conversor: alta no reciprocidad y pequeña longitud del dispositivo necesaria para obtenerla.

En el conversor monosección, si no tenemos en cuenta el desacuerdo de fases (el cual aumentará la no reciprocidad y disminuirá la longitud necesaria), los dos requisitos citados se traducen en una gran diferencia entre los coeficientes de acoplo de ambos sentidos de

propagación, debiendo tener el mayor de ellos el valor más alto posible. Si recordamos las expresiones del coeficiente de acoplo (ver tabla III.4) , veremos que la diferencia entre los coeficientes de acoplo es proporcional a la magnitud del desfasaje Cotton-Mouton, mientras que el valor máximo del coeficiente es directamente proporcional a las magnitudes de los efectos Faraday y Cotton-Mouton.

Por lo que hace referencia al conversor multisección, si recordamos las expresiones IV.24 y IV.26 veremos que las longitudes de ambas secciones son inversamente proporcionales a la magnitud de los efectos magnetoópticos. Podemos concluir que, tanto para el conversor monosección como para el conversor multisección, las prestaciones del dispositivo mejorarán aumentando la magnitud de los dos efectos magnetoópticos.

Para elegir el material, no nos basta con analizar sus prestaciones en cuanto a conversión modal, sino que debemos preocuparnos también de su atenuación, pues élla determinará las pérdidas de inserción del dispositivo.

En la práctica es muy difícil sino imposible encontrar un material que cumpla estos tres requisitos. Debido a su aplicación a memorias magnetoópticas, los materiales más estudiados son aquellos que presentan un gran efecto Faraday. En estos materiales, la longitud de material necesaria para tener una conversión modal total viene dada por $\pi/(2 \theta_F)$, donde θ_F es la rotación específica de Faraday, siendo la atenuación total igual a $\alpha \pi/(2 \theta_F)$, donde α es el coeficiente de absorción del material. Es usual caracterizar un material magnetoóptico por la denominada "figura de mérito", la cual se define como el cociente entre la rotación de Faraday y el coeficiente de absorción, siendo éste el único parámetro importante a la hora del diseño de dispositivos que trabajen en configuración Faraday (es decir, en estos dispositivos la calidad depende de la figura de mérito y no de la rotación específica ni del coeficiente de absorción individualmente). Sin embargo, en nuestro diseño, existirá parte de la guía en geometría

Cotton-Mouton cuya longitud será independiente de la rotación específica, dependiendo la atenuación total del coeficiente de absorción y no de la figura de mérito. Por lo tanto, en nuestro diseño deberemos elegir un material con una elevada figura de mérito y una débil absorción.

Es sabido que la incorporación de iones diamagnéticos trivalentes de Bismuto al YIG puro produce una fuerte intensificación de los efectos magnetoópticos debido al incremento de las transiciones de los iones Fe^{+3} [33], consiguiéndose así elevadas figuras de mérito, pudiéndose alcanzar rotaciones de Faraday del orden de $5000^\circ/\text{cm}$ o superiores. De entre los diferentes Bi-YIG analizados, el que posee mayores BML y BMC es el $(\text{BiGdLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ [34], el cual tiene para la longitud de onda de $1.152 \mu\text{m}$ un índice de refracción de 2.2505, una rotación de Faraday de $842^\circ/\text{cm}$ y un desfase Cotton-Mouton de $710^\circ/\text{cm}$. No han aparecido hasta este momento en la literatura datos sobre la absorción de este material, pero analizando otros Bi-YIG [35] podemos tomar como valor aproximado el de $10 \text{ dB}/\text{cm}$, lo cual da una figura de mérito de $\cong 84.2^\circ/\text{cm}$.

IV.5.2.2 Influencia de los índices de refracción sobre el funcionamiento de la guía

En este apartado vamos a analizar la influencia que sobre los diferentes parámetros de la guía tienen los índices de refracción de los dos medios que limitan la capa activa (el índice de la capa activa está fijado al valor de 2.2505 al haber determinado ya el material que la formará).

Con la elección del material hemos corregido algunos de los problemas que presentaban los conversores basados en la guía tipo, pero todavía quedan tres problemas por resolver

- funcionamiento monomodal del conversor
- acoplo conversor monosección-sistema óptico
- disminución de la birrefringencia geométrica en el conversor monosección

IV.5.2.2.1 Funcionamiento monomodal

Estamos interesados en dispositivos que funcionen por conversión modal y en régimen monomodal. Estos requisitos imponen que por la capa activa sólo se propaguen los dos modos fundamentales (TE_0 y TM_0). Por tanto, la zona de trabajo vendrá limitada por el grosor de corte del modo TM_0 y el del modo TE_1 . En el capítulo anterior hemos obtenido la ecuación de dispersión para los modos TE y TM que era

$$b_1 D = \phi_{10} + \phi_{12} + m\pi \quad (IV.28)$$

con

$$\phi_{10}^{TE} = \text{tg}^{-1}(p_0/b_1); \quad \phi_{12}^{TE} = \text{tg}^{-1}(p_2/b_1) \quad (IV.29)$$

$$\phi_{10}^{TM} = \text{tg}^{-1}(n_1^2 p_0 / n_0^2 b_1); \quad \phi_{12}^{TM} = \text{tg}^{-1}(n_1^2 p_2 / n_2^2 b_1) \quad (IV.30)$$

Suponiendo $n_2 \leq n_0$, la condición de nacimiento de los modos es

$$\beta = k_0 n_2 \quad (IV.31)$$

y el grosor de corte vale

$$\text{CUT-OFF}_{TE_m} = \frac{\text{tg}^{-1} \left[\frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2} \right]^{1/2} + m\pi}{k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \quad (IV.32)$$

$$\text{CUT-OFF}_{TM_m} = \frac{\text{tg}^{-1} \left[\frac{n_1^4 n_2^2 - n_0^2}{n_0^4 n_1^2 - n_2^2} \right]^{1/2} + m\pi}{k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \quad (IV.33)$$

Hay dos parámetros importantes en el análisis de la condición de monomodo :

- Separación entre los grosores de corte de los modos 0 y 1
- Grosor de corte del modo 0

Diferencia entre los grosores de corte

La separación entre los cut-offs de los modos TM_0 y TE_1 es aproximadamente

$$\Delta \text{Cut-off}_{1-0} \cong \frac{\lambda/2}{(n_1 + n_2)(n_1 - n_2)} \quad (\text{IV.34})$$

Como los índices n_1 y n_2 no podrán variar excesivamente debido a las características del material a utilizar (sólo variarán en décimas de índice de refracción), la diferencia entre los grosores de corte, fijada la longitud de onda de trabajo, dependerá fundamentalmente de la diferencia entre los índices de la capa guiante y del medio inferior, de forma que el margen de trabajo en régimen monomodal será mayor cuanto menor sea la diferencia entre los índices de la capa guiante y del medio inferior.

Valor del grosor de corte del modo 0 ("cut-off")

El valor del cut-off del modo 0 vale

$$\text{CUT-OFF}_{TM_0} = \frac{\text{tg}^{-1} \left[\frac{n_1^4 n_2^2 - n_0^2}{n_0^4 n_1^2 - n_2^2} \right]^{1/2}}{k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \quad (\text{IV.35})$$

Este grosor es fundamentalmente función de las diferencias $(n_2 - n_0)$ y $(n_1 - n_2)$, requiriéndose que para que el cut-off del modo TM_0 sea lo menor posible

- pequeña diferencia $n_2 - n_0$
- gran diferencia $n_1 - n_2$

Esta segunda condición es contraria a la obtenida en el apartado anterior, sin embargo, si hacemos $n_0 = n_2$ (guía simétrica), independientemente del valor de $n_1 - n_2$ se tiene

$$\text{CUT-OFF}_0 = 0 \quad (\text{IV.36})$$

En la figura IV.13 se ha representado la dependencia del margen de funcionamiento monomodal respecto de los índices de refracción para $\lambda = 1.152 \mu\text{m}$ y $n_1 = 2.2505$. En la parte (a) de dicha gráfica se ha representado el grosor de corte del modo TE_1 en función del índice n_2 para diferentes valores de n_0 , en la parte (b) el grosor de corte del modo TM_0 y en la parte (c) la anchura de la zona monomodal. De la figura IV.13-a puede deducirse que el valor del cut-off del modo TE_1 es prácticamente independiente del valor de n_0 , y que para que este cut-off sea superior a $5.5 \mu\text{m}$ (elegimos este valor para tener una cierta tolerancia en el diseño), n_2 debe ser superior a 2.3158. En la figura IV.13-d hemos representado el grosor de corte del modo TM_0 en función del índice n_0 para diferentes valores de n_2 (siempre mayores o igual a 2.2505). De esta figura podemos ver que conforme aumenta n_0 disminuye el cut-off, y que conforme aumentamos n_2 aumenta este cut-off.

IV.5.2.2.2 Elección de los índices de refracción

Para elegir los índices adecuados debemos distinguir entre el conversor monosección y el conversor multisección. Para el conversor monosección, la guía debe funcionar en una zona cercana al grosor de corte de los modos fundamentales para que presente no reciprocidad,

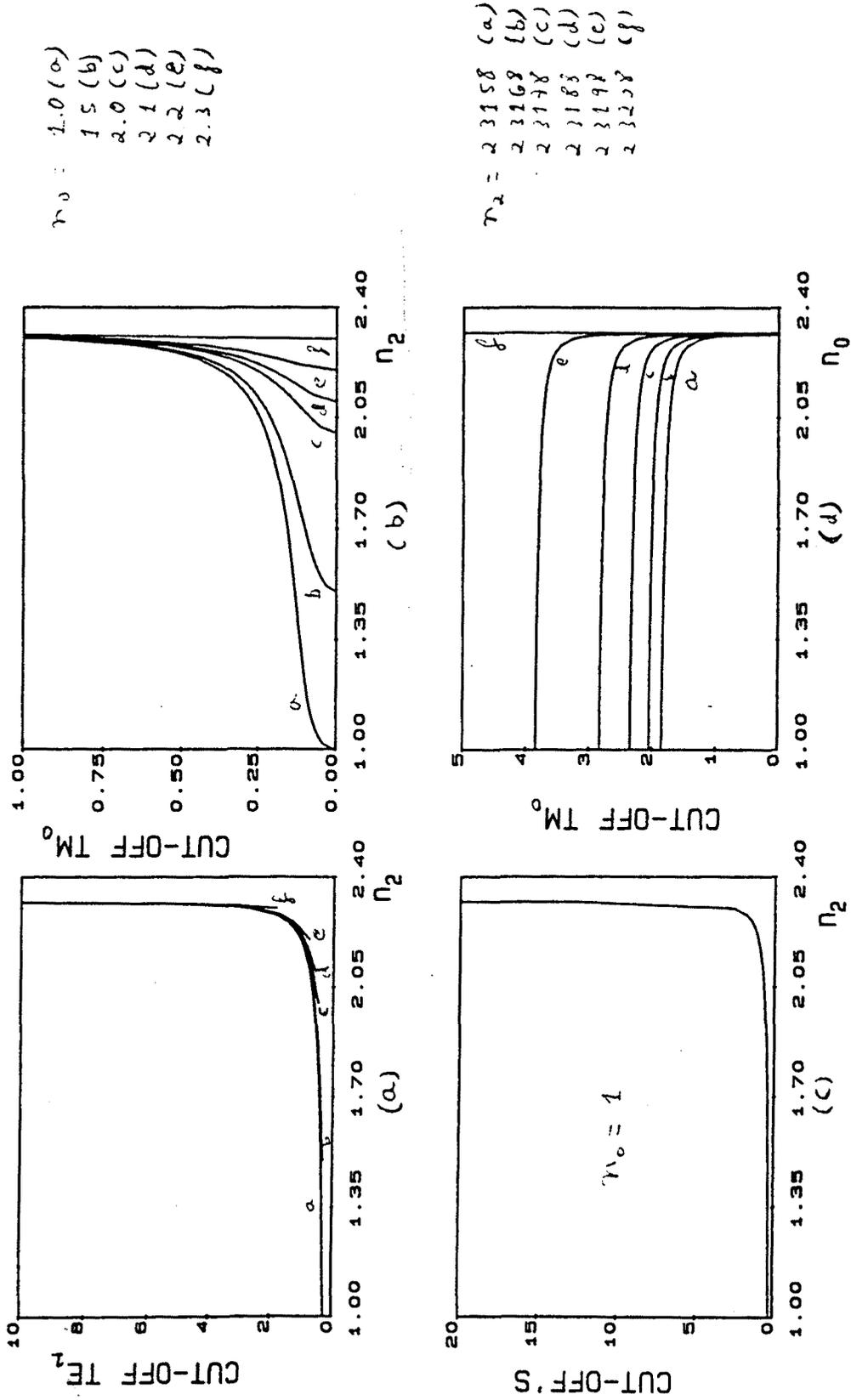


Figura IV.13 Dependencia de la propagacion monomodal con los indices de refraccion.

debido a que es una estructura guiante, tal y como hemos visto anteriormente.

Para el conversor multisección, los requisitos de diseño imponen trabajar lejos del grosor de corte de los modos, por lo que es adecuado considerar una guía simétrica (grosor de corte $0 \mu\text{m}$). Para la elección del valor de los índices debe tenerse en cuenta, tal y como se desprende de la figura IV.13-d, que para valores de n_2 altos (mayores de 2.3198) y guías simétricas, aunque el grosor de corte es cero, una pequeña desviación en el valor de n_0 que lo hiciera ligeramente menor de n_2 provocaría la no propagación del modo TM_0 , impidiendo el funcionamiento del dispositivo.

IV.5.2.3 Fabricación de la guía

Hemos visto como una variación en los índices del medio superior y del sustrato permiten mejorar las prestaciones de los conversores modales unidireccionales. Sin embargo, estas guías son fabricadas habitualmente por el procedimiento de epitaxia en fase líquida, lo que impone la utilización como sustrato del GGG de índice 1.945, que hace imposible cumplir los requisitos del diseño realizado. Se hace pues necesario por tanto añadir una capa intermedia entre la activa y el sustrato, cuyo índice de refracción sea el calculado por nosotros. Esta capa intermedia deberá tener un parámetro de malla parecido a los del sustrato y capa activa para evitar la rotura en el proceso de crecimiento. Deberá ser por tanto un Bi-YIG el que forme la capa intermedia. Por la misma razón, la capa superior de la guía, en el caso que se añada, deberá ser también un Bi-YIG. En esta configuración de guía, los modos fundamentales viajarán por la capa activa y el resto lo harán por el conjunto capa activa-capa intermedia. Como la capa intermedia tendrá un grosor menor de $10 \mu\text{m}$ (valor impuesto para evitar fuertes dislocaciones en el proceso de crecimiento), los modos de orden superior aparecerán a la salida del dispositivo, rompiendo el funcionamiento monomodal. Para evitarlo, esta capa intermedia deberá ser altamente absorbente a la frecuencia de trabajo (en nuestro caso, deberá ser un Bi-YIG con incorporación de cobalto) [36]. Ahora bien,

como la diferencia entre los índices de la capa activa e intermedia, según hemos visto, será pequeña, los campos de los modos fundamentales penetrarán apreciablemente en la capa absorbente, apareciendo una fuerte atenuación extra en ellos, y aumentando por tanto las pérdidas de inserción del dispositivo. Una solución para este problema consiste en añadir otra capa entre la activa y la absorbente, con un índice de refracción intermedio que haga que los campos evanescentes de los modos fundamentales se extingan antes de llegar a la capa absorbente [37], quedando la estructura de la guía en la forma representada en la figura IV.14.

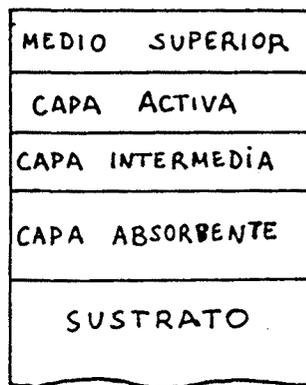


Figura IV.14 Estructura de una guía monomodal

De cara al análisis de este tipo de guías, como todas las capas extras tendrán grosores superiores a las $3 \mu\text{m}$ (más de dos longitudes de onda), podemos seguir considerando el modelo tri-capa formado por la capa activa y las dos capas que la envuelven, donde ahora las tres capas podrán ser magnetoópticas. En el anexo II se justifica esta aproximación.

IV.6 Diseño y caracterización del conversor monosección

Una vez analizada la dependencia de las características del conversor con los diferentes parámetros de su guía base, estamos en condiciones de determinar la guía sobre la que se implementará el conversor monosección.

En este diseño, partimos del material elegido en el apartado IV.5.2.1, el cual nos fija ya la magnitud de los efectos magnetoópticos así como el valor del índice de refracción y la absorción de la capa activa, quedando sólo por determinar en ésta el grosor.

Por lo que hace referencia al medio superior, puede comprobarse que cuanto mayor simetría presenta la guía, menor se hace la no reciprocidad. Por este motivo, elegimos como medio superior el aire.

Por lo que respecta al medio inferior, existe un compromiso entre el funcionamiento monomodal, la birrefringencia geométrica, que debe ser compensada, y la no reciprocidad. Es, por tanto, adecuado proceder a la elección del índice de este medio junto con el grosor de la capa activa y la dirección de la imanación.

Mediante la utilización de un programa de optimización, hemos obtenido como valores los de 2.219 para el índice del medio inferior, 1.34 para el grosor de la capa activa y una imanación cuya dirección vendría definida por un ángulo α de 30° y un ángulo β de 90° . En la figura IV.15 se ha representado la estructura del conversor diseñado.

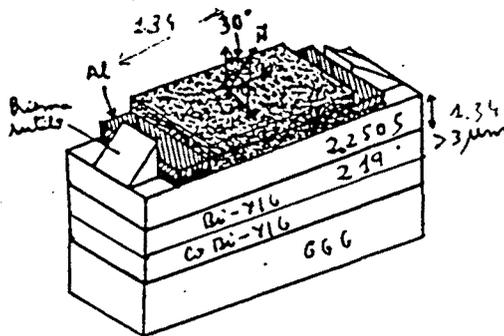


Figura IV.15 Aislador monomodal monosección

Para este conversor se tienen las siguientes características:

- Nacimiento del modo TE_0 : $0.676 \mu\text{m}$
- Nacimiento del modo TM_0 : $0.762 \mu\text{m}$
- Nacimiento del modo TE_1 : $2.211 \mu\text{m}$
- Birrefringencia geométrica: $4.60175 \mu\text{m}^{-1}$ (8.43714)

Falta por determinar la longitud del dispositivo. Teniendo en cuenta el compromiso entre pequeñas pérdidas de inserción y gran aislamiento, hemos encontrado como longitud óptima la de 1.34 cm. Para esta longitud se tienen unas pérdidas de inserción por la conversión de 0.60 dB y un aislamiento por conversión de 20.13 dB. Si añadimos la absorción del medio, nos quedan unas pérdidas de inserción de 14 dB y un aislamiento de 33.53 dB.

Este diseño así realizado presenta el inconveniente de unas altas pérdidas de inserción debidas a la fuerte atenuación que presenta el material. Estas pérdidas podrán reducirse disminuyendo la longitud del dispositivo (lo que implicará tener materiales con mayores efectos magnetoópticos) o disminuyendo la absorción del material. Conseguir mayores efectos magnetoópticos implica aumentar el contenido de bismuto en el YIG [38]. Sin embargo, al aumentar la concentración de bismuto aumenta la absorción [39], luego no parece esta una solución apropiada. Para resolver el problema debemos analizar la causa del aumento de la absorción con la concentración de bismuto. Según indican diferentes autores [40], la causa principal de esa alta absorción es el plomo, el cual está presente en el proceso de epitaxia y que se introduce en el YIG debido a la alta velocidad de rotación que debe darse al sustrato en el proceso de crecimiento del Bi-YIG, velocidad que debe aumentar si queremos aumentar la concentración de bismuto. La solución a este problema parece estar en un cambio del proceso de crecimiento, sustituyendo el proceso de epitaxia por un proceso de rf sputtering [41]. Podemos por tanto considerar que la guía base de nuestro conversor monosección sea fabricada por sputtering, tomando la absorción un valor de 2 dB/cm [42]. En estas condiciones, las pérdidas de inserción y el aislamiento pasan a ser de 3.28 y 22.81 dB respectivamente.

IV.7 DISEÑO Y CARACTERIZACION DEL AISLADOR MULTISECCION

Para el diseño del conversor multisección, tenemos fijadas ya las longitudes de las dos secciones, así como la dirección de la imanación. Faltan sólo por fijar los índices de los medios inferior y superior y el grosor de la capa activa. Según lo dicho al discutir la elección de

los índices de refracción en el apartado IV.5.2.2.2, debemos elegir una guía simétrica, con índices cercanos al de la capa activa. Nosotros elegimos un índice de 2.245. El grosor lo fijamos a un valor de 5 μm . El diseño queda de la forma

SECCION FARADAY

Imanación: $\alpha=90^\circ, \beta=0^\circ$

Longitud: $L_F=0.53 \text{ mm}$

Grosor: $D = 5 \mu\text{m}$

SECCION COTTON-MOUTON

Imanación: $\alpha=22.5^\circ, \beta=90^\circ$

Longitud: $L_{CM}=2.53 \text{ mm}$

Grosor: $D = 5 \mu\text{m}$

En la figura IV.18 se muestra la estructura del aislador multisección tipo, así como los parámetros que lo definen.

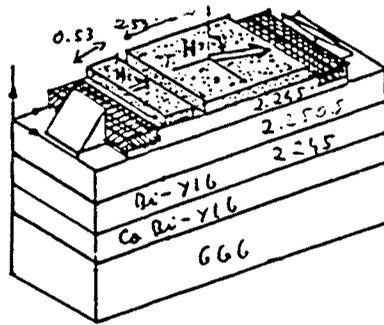


Figura IV.18 Aislador monomodal multisección

IV.7.1 Utilización de tensiones en la implementación del aislador multisección

Acabamos de ver como en el aislador multisección la longitud de la sección Cotton-Mouton es 5 veces superior a la correspondiente a la sección Faraday, siendo, por tanto, responsable principal de las pérdidas de inserción. Con anterioridad hemos visto como para reducir la longitud de esta sección debía aumentarse la magnitud del efecto Cotton-Mouton. Sin embargo, esto no puede hacerse fácilmente sin reducir las prestaciones de la sección Faraday, ya que ambas secciones están formadas por el mismo material. Una solución a este problema

consiste en sustituir la sección Cotton-Mouton por otra sección con mayor anisotropía. Como la limitación de un único material persiste, la solución adoptada consiste en utilizar la anisotropía producida por tensiones en el material (bien externas, bien internas).

Si introducimos la expresión del tensor del anexo I en el desarrollo de la sección anisótropo, hallamos que la longitud del elemento anisótropo vale

$$L_{CM} = 0.236 k_0 \pi n^3 \frac{a_f - a_s}{a_f}$$

donde n es el índice de refracción de la capa activa, a_f el parámetro de malla del material que forma la capa activa en ausencia de tensión y a_s el parámetro de malla del sustrato de GGG. Pudiéndose optimizar las dos secciones del aislador simultáneamente jugando con tensiones internas o externas.

CAPITULO V

CARACTERIZACION EXPERIMENTAL DE GUIAS MAGNETOOPTICAS

V. I INTRODUCCION

En este capítulo vamos a realizar una caracterización experimental de muestras magnetoópticas fabricadas por el procedimiento de epitaxia en fase líquida. Estas muestras están constituidas por un GdGa-YIG crecido sobre un sustrato de GGG.

Comenzaremos el capítulo describiendo las muestras, así como las indicaciones que sobre ellas nos ha dado el fabricante, las cuales nos servirán como guía para comprobar la validez de nuestros resultados.

Una vez vistas las características de las diferentes muestras, procederemos a medir el grosor y el índice de refracción de la capa de GdGa-YIG a las frecuencias del rojo ($\lambda=632.8$ nm) y del infrarrojo cercano ($\lambda=1.152$ μm) utilizando el método de espectrografía por rayas oscuras. Mediante la propagación de la luz en las guías, mediremos la atenuación que éstas presentan.

Por último, mediremos el valor de la rotación Faraday por el método directo, lo que servirá de estimación de las propiedades magnetoópticas.

V. II CARACTERISTICAS DE LAS MUESTRAS

Las distintas muestras están formadas por una capa delgada de GdGa-YIG ($\text{Y}_{3-x}\text{Gd}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) de diferentes composiciones crecida por el procedimiento de epitaxia en fase líquida sobre un sustrato de GGG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) de 500 μm de grosor y 25.3 mm de diámetro en el cual se han realizado dos muescas que indican la dirección de los ejes cristalográficos $[\bar{1}10]$ y $[11\bar{2}]$, tal y como puede verse en la figura V. I, siendo la dirección de crecimiento el eje cristalográfico $[111]$.

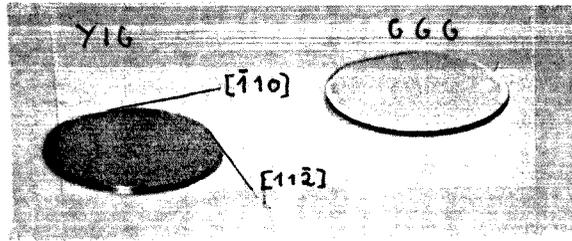


Figura V.1 Orientación de los ejes en las muestras de GdGa-YIG.

Debido a la imposibilidad de conseguir este tipo de muestras en nuestro país, éstas nos han sido proporcionadas por el laboratorio de magnetismo y óptica de sólidos del CNRS (Meudon, Francia). Los fabricantes nos han proporcionado los siguientes datos:

-Con el sustrato en la posición indicada en la figura V.I, la cara superior es ,teóricamente, la de mejor calidad.

-Nos da un espesor, el cual ha sido calculado a partir de resultados de pesajes antes y después del proceso de epitaxia. Son entonces valores medios, ya que las dos caras no deben tener el mismo grosor, y a su vez, en cada cara el grosor en el centro será menor que en el borde.

-Los valores del índice de refracción y la absorción son estimados según resultados de experiencias anteriores de muestras con composiciones similares.

En la tabla V.1 indicamos para cada muestra las características dadas por el fabricante.

n°	x	y	n	D(μm)	$\alpha(\text{dB/cm}) \text{ TE}_0$
1	0.677	1	2.146	3.07	6
2	0.677	1	2.146	2.71	6
3	0.690	1.014	2.148	0.77	5.2
4	0.690	1.014	2.148	0.99	5.2
5	0.690	1.014	2.148	1.87	5.2

Tabla V.1 .Características de las muestras de GdGa-YIG

V. III ACOPLO DE LUZ MEDIANTE PRISMA

El acoplo de luz en guías dieléctricas mediante prismas es el método más ampliamente utilizado en el campo de la experimentación en laboratorio. Los modos de propagación de la guía son excitados mediante el acoplo de campos evanescentes producidos en la reflexión total de la luz en la base del prisma (efecto tunel óptico). Para que el acoplo se produzca es necesario que el "gap" de aire existente entre la base del prisma y la guía sea del orden de la longitud de onda de la luz. En la figura V.II se muestra este sistema de acoplo.

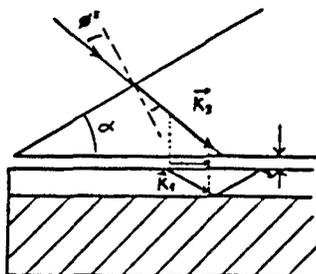


Figura V.II Acoplo de luz en una guía dieléctrica mediante prisma

A partir de esta figura puede deducirse la relación entre los ángulos de incidencia de la luz en el prisma ϕ_m (ángulos de sincronización) y la constante de propagación β_m de los modos excitados en la guía

$$\phi_m = \arcsen \left[\frac{n_p}{n_o} \left(\sen \left(\arcsen \left(\frac{\beta_m}{k_o n_p} \right) - \alpha \right) \right) \right] \quad (V.1)$$

Los prismas utilizados para este método de acoplo han de cumplir algunos requisitos [43]:

- estar fabricados a partir de materiales anisótropos uniaxiales, si se desea tener una separación angular entre los modos TE y TM desacoplados (lo cual es necesario en experiencias de conversión modal). -los índices de refracción (ordinario y extraordinario) deben ser superiores a los índices efectivos de los diferentes modos de la guía, a fin de poder excitarlos.
- el ángulo de inclinación del prisma debe ser adecuado con respecto al número de modos que deban ser excitados en la guía, de acuerdo con la expresión V.I.
- las superficies del prisma deben estar perfectamente pulidas, y sus caras talladas paralelas al eje óptico.

En nuestras experiencias hemos utilizado prismas de rutilo (TiO_2), suministrados por la firma suiza "Industrie de Pierres Scientifiques H. Djevahirdjian S.A.", que tienen, para $\lambda=0.6328 \mu m$, los índices

$$n_o = n_{TM} = 2.575$$

$$n_e = n_{TE} = 2.855$$

y para $\lambda=1.152 \mu m$

$$n_o = n_{TM} = 2.470$$

$$n_e = n_{TE} = 2.725$$

El ángulo de inclinación de los prismas utilizados (figura V.3a) es de 45° .

La verificación de que se ha producido el acoplo se realiza comprobando la aparición de una mancha oscura alrededor del punto de contacto (figura V.3b).

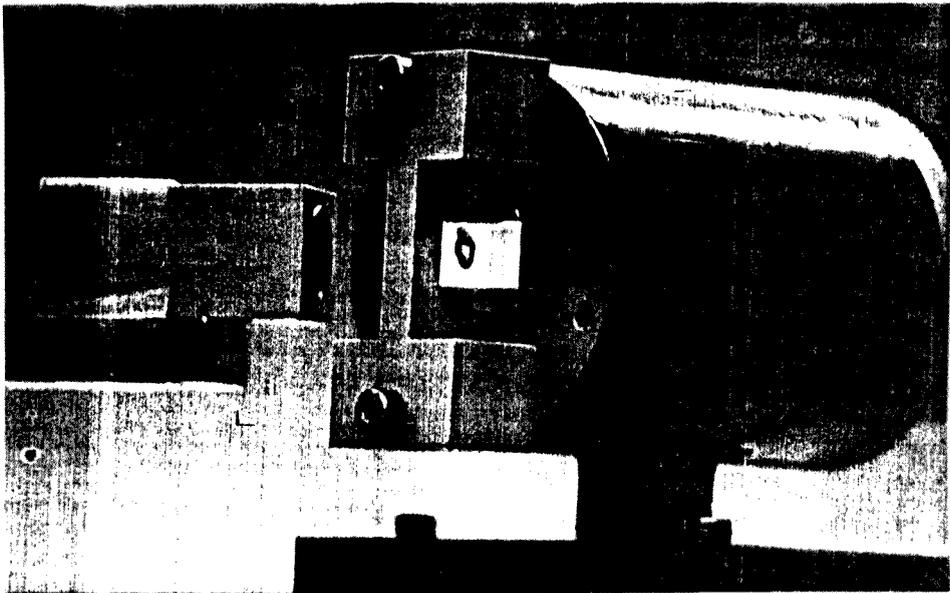
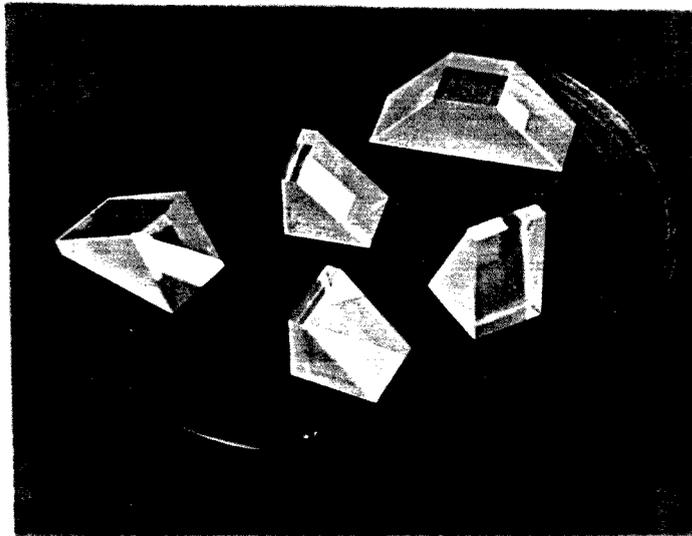


Figura V.3 (a) *Prismas de rutilo.* (b) *Visualización del acoplo.*

V.4 DETERMINACION DEL INDICE DE REFRACCION Y DEL GROSOR DE LA GUIA

En el apartado anterior hemos visto como a partir de los ángulos de sincronización pueden obtenerse los valores de las constantes de propagación de los diferentes modos en la guía. Del conocimiento de este conjunto de valores puede deducirse unívocamente el valor del índice de refracción y el grosor de la capa epitaxiada, a partir de las curvas teóricas de propagación.

Dado que el número de parámetros que se buscan es de dos, sólo podrán caracterizarse aquellas guías que permitan la propagación de, al menos, dos modos. Por otro lado, en la mayoría de las guías el número de modos será superior, lo que equivale a tener información redundante. Nosotros utilizamos un programa de optimización para decidir el valor de los parámetros buscados.

En el marco de esta filosofía caben dos alternativas para la medida de los ángulos de sincronización según cuál sea la fracción de luz que se proceda a analizar:

a) Líneas brillantes

Una vez conseguido el acoplo de la luz en la guía es preciso desacoplarla de nuevo, después de que se haya propagado en su interior a lo largo de una cierta longitud en forma de modo guiado. Si se proyecta sobre una pantalla la fracción de luz desacoplada aparecerá como una línea vertical, de mayor o menor intensidad, según el orden del modo al que corresponda y de la calidad del acoplo. (Figura V.4).

b) Líneas oscuras

Lo que se analiza en este método es el rayo reflejado en la base del prisma, del que, para los ángulos de sincronización, una fracción de energía se habrá transmitido a la guía. Con este procedimiento, si se ha hecho converger el haz sobre la base del prisma, lo que se observa en la pantalla es un círculo de luz atravesado verticalmente por una línea oscura, cuya posición corresponde a un ángulo de sincronización. (Figura V.5).

De estos dos métodos el segundo proporciona una mayor precisión, y es el que nosotros utilizaremos.

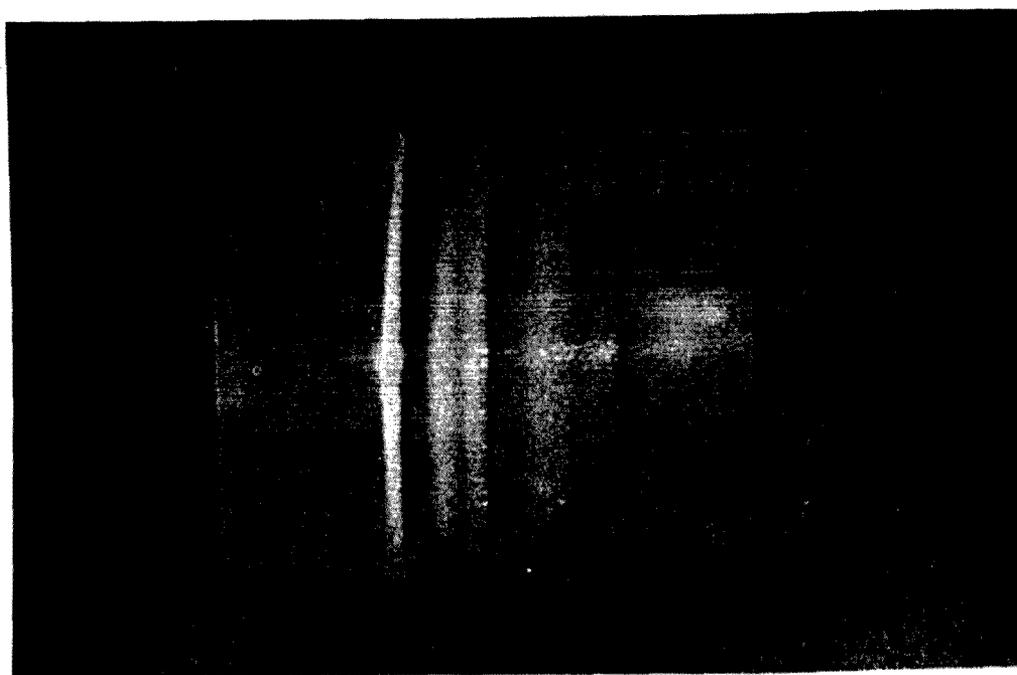
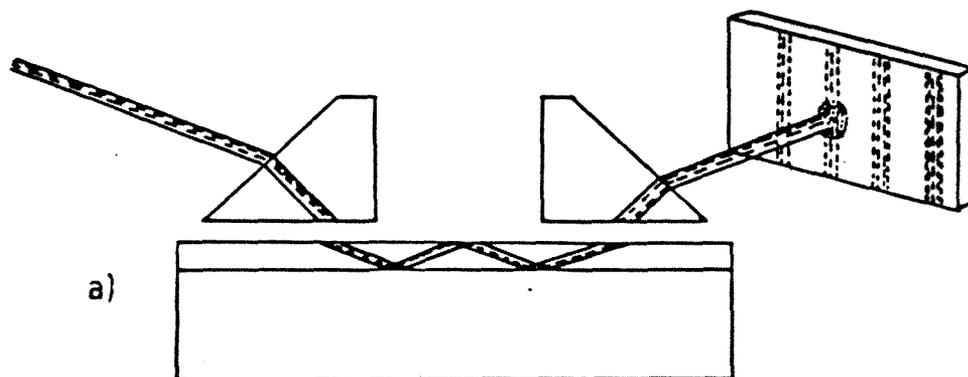


Figura V.4 Método de las líneas brillantes.

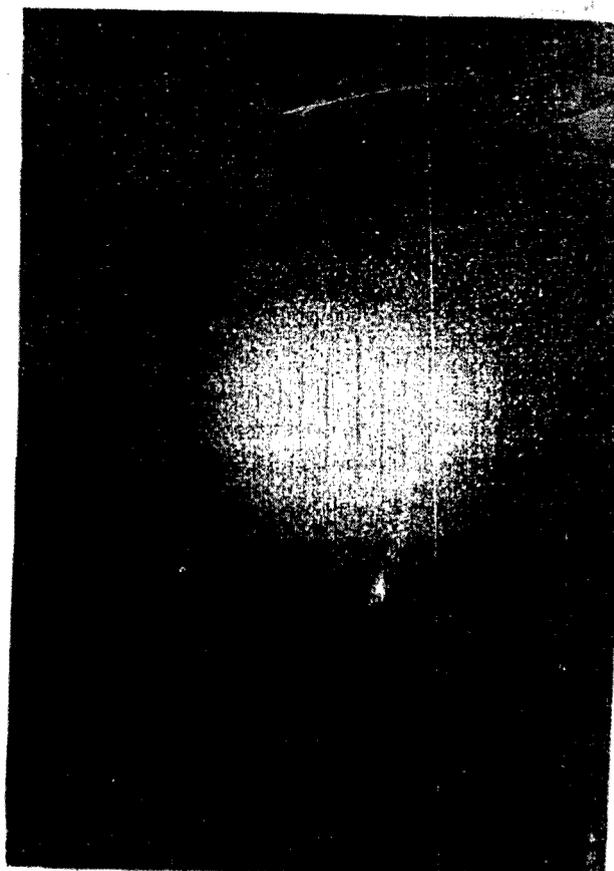
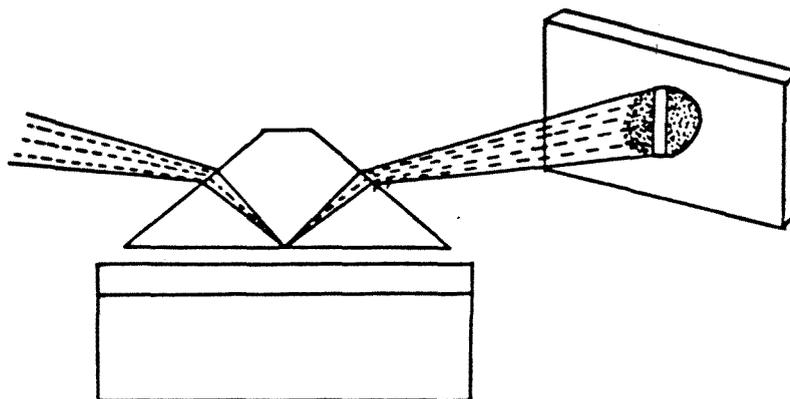


Figura V.5 Método de las líneas oscuras

V.4.1 Espectrografía por líneas oscuras

El banco óptico utilizado se muestra en la figura V.6.

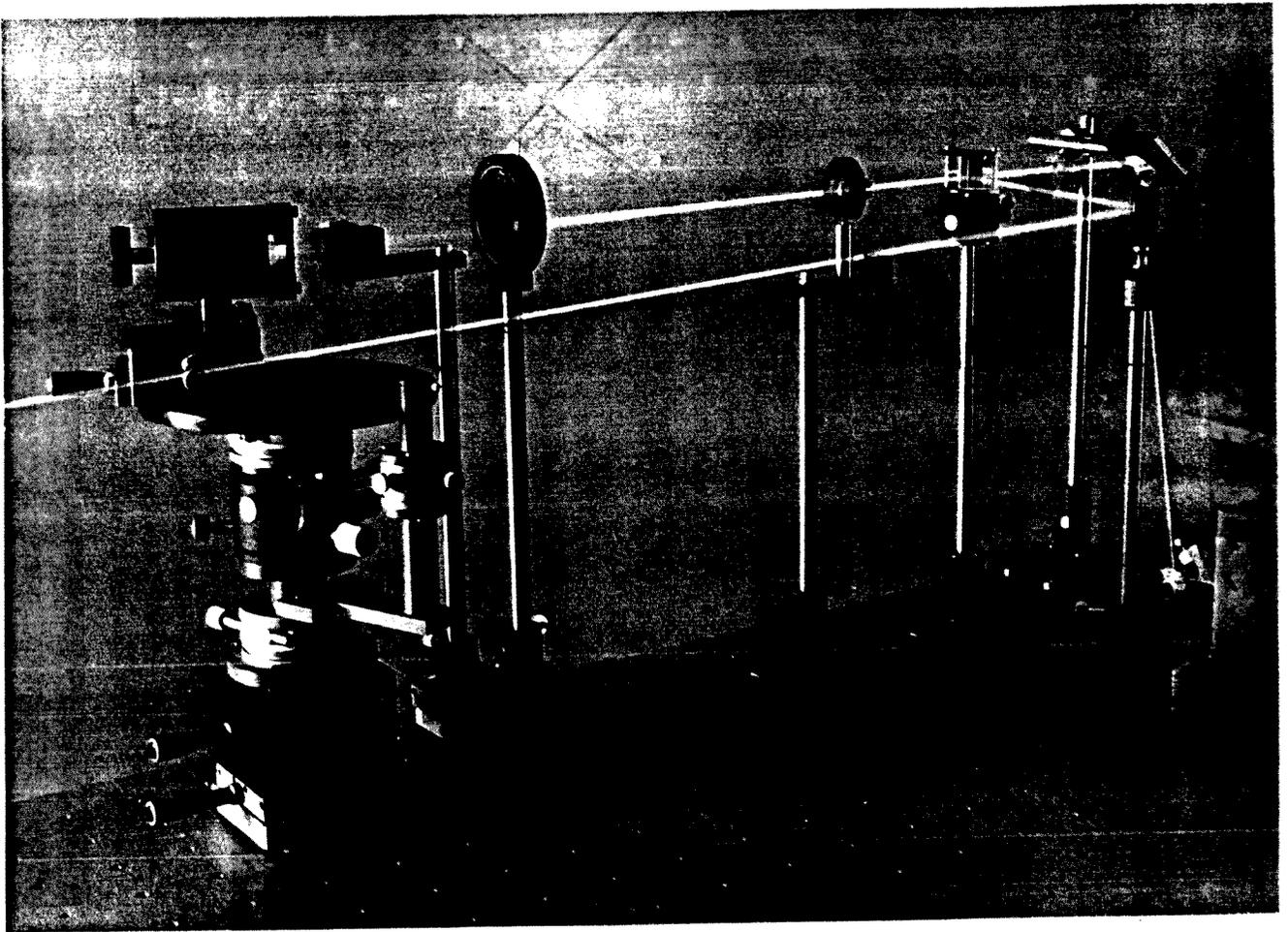


Figura V.6 Banco óptico para la *medida del índice de refracción y del grosor.*

Los elementos principales a considerar en el montaje experimental son:

a) Fuente luminosa

Hemos utilizado dos láseres de He-Ne, uno NEC GLT 2130 de 632.8 nm y potencia 29 mw y otro Spectra-Physics 120 S, de 1.152 μm y 1.3 mw.

b) Autocolimación

La exactitud en las medidas requiere, cuando se está trabajando con prismas birrefringentes, garantizar en todo momento que la luz incida normalmente a la cara del prisma, de modo que pueda asegurarse que éste presenta el índice esperado para cada polarización. Con este fin se ha dispuesto un sistema de autocolimación del haz.

c) Apertura y convergencia del haz

Como se ha expuesto anteriormente, es necesario conseguir que el haz de luz incida sobre la base del prisma con una cierta apertura para que la visualización de la línea oscura sea más fácil. La apertura del haz se ha realizado mediante un objetivo Meopta (3x0.10) y una lente convergente de 20 mm de distancia focal.

d) Soporte de la muestra

La muestra se ha situado sobre un soporte giratorio provisto de un goniómetro de manera que sea posible seleccionar con gran exactitud los diferentes ángulos de incidencia ($\pm 2'$). Se requiere también un sistema de posicionamiento del prisma de acoplo de modo que el eje de giro pase por la cara de incidencia del prisma. Por último se ha diseñado un sistema de presión formado por un punzón metálico que actúa sobre la muestra apretándola contra la base del prisma para obtener el "gap" adecuado para el acoplo. Este punzón está provisto de un cabezal de teflón cuya misión es conseguir una presión uniforme sobre una amplia superficie de la muestra.

V.4.2 Medidas y resultados

Hemos realizado medidas a las frecuencias del rojo y del infrarrojo cercano, para los modos TE y TM. En la tabla V.2 se resumen los resultados obtenidos.

632.8 nm

MUESTRA	MODOS TE		MODOS TM	
	N	D	N	D
1	2.206	2.604	2.210	2.615
2	2.205	2.305	2.212	2.296
3	2.230	0.649	2.237	0.619
4	2.234	0.871	2.239	0.889
5	2.231	1.708	2.234	1.710

1.152 μm

MUESTRA	MODOS TE		MODOS TM	
	N	D	N	D
1	2.151	2.502	2.154	2.527
2	2.150	2.838	2.152	2.808
3	-	-	-	-
4	2.163	0.840	-	-
5	2.162	1.624	2.165	1.580

Tabla V.2 Medidas del grosor y el índice de refracción de las muestras.

V.5 MEDIDA DE LA ATENUACION DE LAS MUESTRAS

Para realizar las medidas de la atenuación hemos utilizado básicamente el mismo montaje descrito anteriormente, eliminando los elementos que permitían abrir el haz, pues en esta experiencia ésto no es necesario. Se ha sustituido también el prisma del montaje anterior por un conjunto de dos prismas iguales, uno de acoplo y otro de desacoplo, presionando en este caso ambos prismas contra la muestra. Al igual que ocurría con el montaje anterior, la cara de incidencia del prisma de entrada debe estar situada sobre el eje de giro del sistema.

Como la atenuación es deducida a partir de la potencia desacoplada para diferentes distancias de propagación, el prisma de desacoplo debe estar incorporado a un soporte que le permita un desplazamiento preciso (figura V.7).

Para que la medida de la atenuación sea correcta, hay que asegurarse de que para cada distancia de propagación se desacople el mismo porcentaje de potencia. Esto se ha hecho reproduciendo lo más fielmente posible la forma de la mancha negra que aparece cuando se produce el acoplo.

Las atenuaciones obtenidas para las diferentes muestras en el modo TE_0 se dan en la tabla V.3.

n°	α (dB/cm) TE_0
1	23
2	27
3	9.89
4	7.31
5	6.88

Tabla V.3 Atenuación de las diferentes muestras

V.6 MEDIDA DIRECTA DE LA ROTACION FARADAY

Se ha medido la rotación Faraday específica de cada muestra por un método directo. Este método es clásico y ha sido ampliamente desarrollado en la literatura. Por élllo nosotros sólo exponemos aquí los principios básicos del sistema.

La luz procedente del láser después de pasar a través de un polarizador e incidir normalmente sobre la muestra colocada entre los polos de un electroimán, que crea un campo magnético normal a la

muestra y paralelo a la dirección de propagación, atraviesa un prisma de Wollanston, el cual separa las dos componentes con polarizaciones mutuamente perpendiculares del vector campo eléctrico, detectándose cada componente por separado (Fig.V.8).

El ángulo de rotación de Faraday obtenido por este método será de muy pequeña magnitud (inferior a un grado) debido a que la luz atraviesa la capa en el sentido del grosor (algunas micras). Por otro lado, si el sustrato de GGG presenta rotación, aunque esta sea pequeña, como la luz atravesará 500 μm de sustrato, la rotación total de éste será comparable con la del material magnetoóptico. Midiendo la rotación de Faraday en una muestra del sustrato, ambas contribuciones pueden ser separadas.

A partir de estos ciclos y de los grosores medidos, podemos deducir la rotación específica de Faraday de cada muestra.

632.8 nm

n°	Rotación (°/cm)
1	1128
2	829
3	1024
4	916
5	756

Tabla V.3 Aternuación de las diferentes muestras

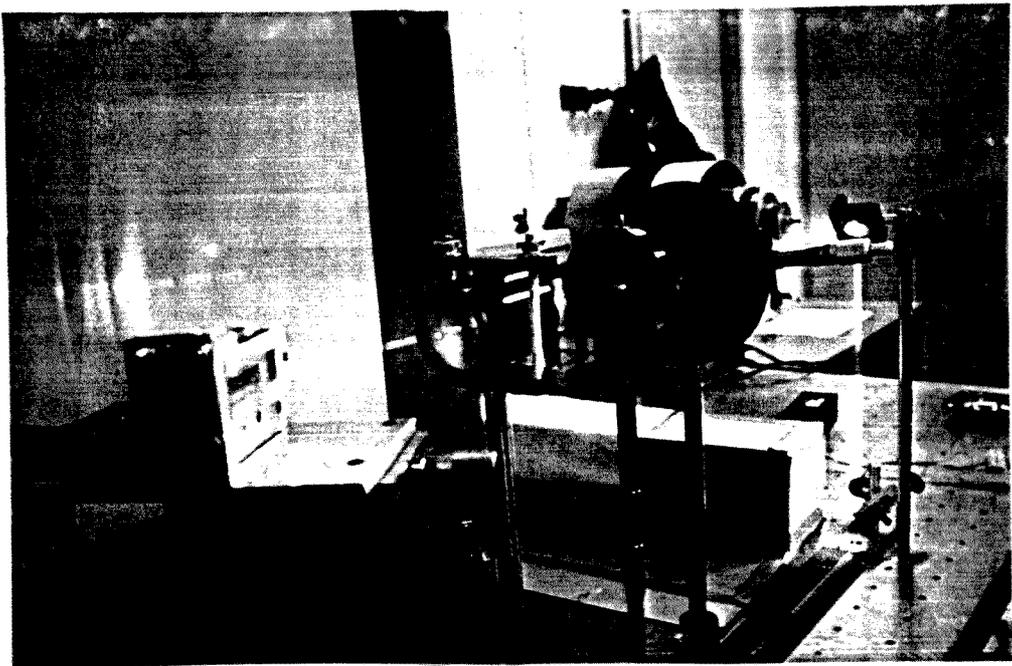


Figura V.7 Montaje para medir atenuaciones.

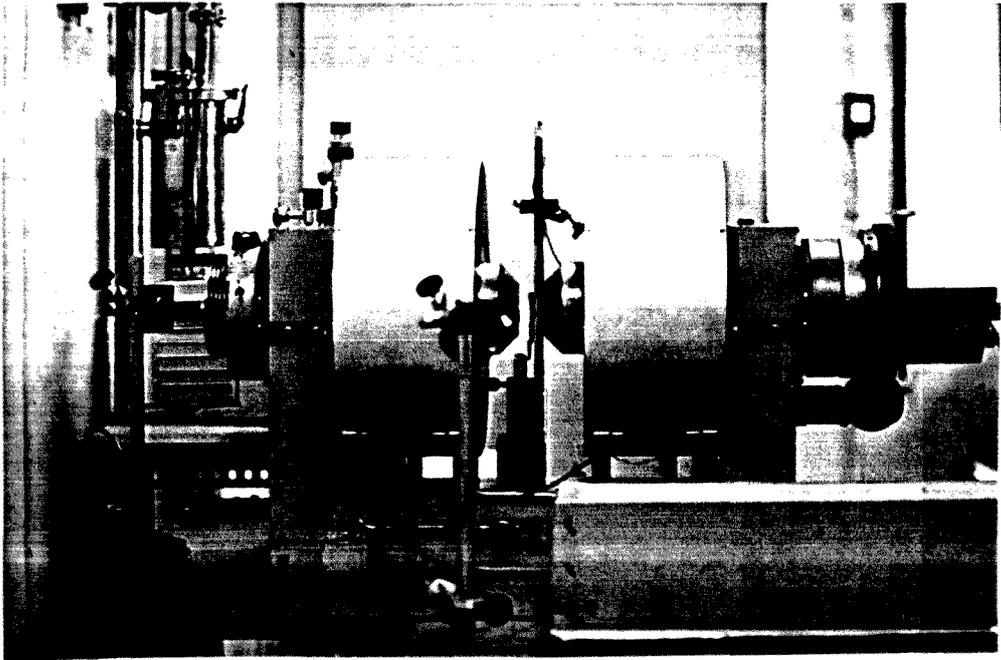


Figura V.8 Montaje para medir el efecto Faraday

CAPITULO VI

CONCLUSIONES

En esta tesis se han planteado dos objetivos simultáneos que presentan una indudable relación de complementariedad de cara a la realización práctica de dispositivos aisladores en Optica Integrada.

En primer lugar se ha desarrollado toda la teoría necesaria para poder determinar las características de la propagación guiada de la radiación electromagnética en el visible e infrarrojo cercano en medios multicapa anisótropos y girótopos, procediéndose a partir de los resultados obtenidos, al diseño de un aislador óptico integrado funcionando en regimen monomodal para una longitud de onda de $\lambda=1.152 \mu\text{m}$.

Por otra parte se ha implementado y puesto en funcionamiento un banco óptico para la caracterización experimental de guías dieléctricas a partir de las cuales se fabricarán los dispositivos para Optica Integrada.

A fin de satisfacer los requisitos del diseño nos hemos orientado hacia materiales magnetoópticos con efectos Faraday y Cotton-Mouton elevados, parámetro de malla adecuado para un buen acuerdo de fases y bajas pérdidas. Hemos buscado estos materiales dentro del conjunto de granates ferrimagnéticos en capas delgadas epitaxiadas, constatando que aquellos que contienen bismuto son los que mejor se ajustan a los requisitos buscados.

Una vez determinado el material hemos iniciado el diseño realizando el análisis de la propagación de la luz en guías magnetoópticas planas, comprobando que la estructura típica de una capa delgada epitaxiada sobre un sustrato de GGG no es la más adecuada para la propagación monomodal, debido a que el grosor de la capa epitaxiada, excesivamente pequeño, impide conseguir un buen acuerdo de fases.

Hemos justificado que una estructura multicapa constituye la solución apropiada, permitiendo además tener una mayor flexibilidad en el diseño.

La dificultad principal ha provenido de la necesidad de optimizar simultáneamente numerosos parámetros, principalmente el índice de refracción, el grosor, el parámetro de malla, la rotación de Faraday, el desfasaje Cotton-Mouton y las pérdidas de las diferentes capas. Hemos mostrado que es posible encontrar un compromiso entre todos ellos.

Hemos dividido los aisladores integrados en dos grupos, uno en el que la imanación es uniforme en toda la sección de la guía (aisladores monosección) y otro en el que se utiliza la asociación en cascada de dos secciones, una con la imanación en configuración Faraday, y otra con la imanación en configuración Cotton-Mouton (aislador monosección), comprobando la mayor facilidad que presenta el diseño de este último tipo.

El inconveniente mayor que presenta el diseño del aislador multisección es su elevada longitud, que conlleva unas apreciables pérdidas de inserción. Hemos propuesto la utilización de la anisotropía generada por la tensión debida a las diferencias entre los diversos parámetros de malla, para sustituir la sección Cotton-Mouton, consiguiendo reducir notablemente su longitud. Se han desarrollado finalmente algunas ideas aplicables al diseño de futuros aisladores.

Paralelamente al estudio teórico se ha procedido a la caracterización experimental de guías magnetoópticas consistentes en una capa delgada de GdGa-YIG epitaxiada sobre un sustrato de GGG, habiéndose realizado el diseño e implementación de los diferentes montajes requeridos, ya que éste es el primer trabajo sobre Óptica Integrada que se realiza en la E.T.S.E.T. de Barcelona.

Los primeros parámetros caracterizados han sido el índice de refracción y el grosor de la capa delgada. Para ello hemos utilizado el método de espectrografía por líneas oscuras mediante el empleo de un

único prisma de rutilo para el acoplo y desacoplo de la luz en la guía. Esta experiencia ha sido realizada para los modos TE y TM a 632.8 nm y 1.152 μm .

A continuación se ha medido la atenuación que presentan las capas delgadas utilizando en este caso dos prismas de rutilo, uno para el acoplo y otro para el desacoplo de la luz en la guía.

Por último, mediante el método de medida directa se han confeccionado los ciclos de histéresis, deduciendo a partir de ellos el valor de la rotación específica de Faraday y la magnitud del campo de saturación de cada una de las muestras. Se ha comprobado que la pendiente que existe en la zona de saturación en los ciclos de histéresis publicados por diferentes autores es motivada por el sustrato, el cual, si bien tiene una muy pequeña rotación específica presenta una rotación total comparable a la generada por la capa delgada debido a la diferencia entre sus grosores (2 μm para la capa delgada y 500 μm para el sustrato).

Esta tesis abre el camino para la investigación , tanto teórica como experimental, de diferentes dispositivos ópticos integrados, pues aunque nos hemos centrado en el aislador (dispositivo no recíproco), los principios teóricos son comunes al de muchos otros dispositivos (circuladores, conversores recíprocos, moduladores) tanto magnetoópticos como electrópticos.

Por lo que respecta a la parte experimental ésta es adecuada para la caracterización de otro tipo de guías (anisótropas, bidimensionales, multicapa) pudiendo servir con la incorporación de fuentes de campo magnético y campo eléctrico para la comprobación experimental del funcionamiento de diferentes dispositivos.

Parte de los resultados obtenidos durante el desarrollo de esta tesis han sido publicados en diferentes congresos y revistas nacionales e internacionales ([44] a [54]).

M M M M N
1 M M M M M
M M M M M

