

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

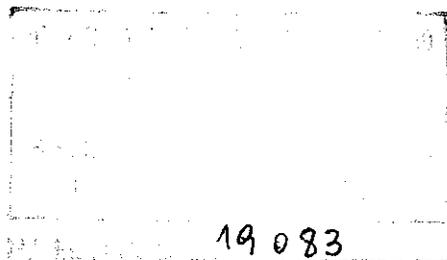
Departamento de Óptica

BIBLIOTECA UCM



5304747919

**DESARROLLO DE DISPOSITIVOS
MAGNETOOPTICOS POR FIBRA OPTICA
DE PLASTICO BASADOS EN EL EFECTO
FARADAY**



Héctor Guerrero Padrón

Madrid, 1993

Colección Tesis Doctorales. N.º 8/93

© Héctor Guerrero Padrón

Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía.
Escuela de Estomatología. Ciudad Universitaria.
Madrid, 1993.
Ricoh 3700
Depósito Legal: M-1540-1993



La Tesis Doctoral de D. ...HECTOR GUERRERO PADRON.....

.....
Titulada .. DESARROLLO DE DISPOSITIVOS MAGNETO OPTICOS POR FIBRA ..
.. OPTICA DE PLASTICO BASADOS EN EL EFECTO FARADAY

Director Dr. D. ... JOSE LUIS ESCUDERO SOTO

fue leida en la Facultad de .. CIENCIAS FISICAS

de la UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID, el día .. 01 ..

de .. JUNIO .. de 19 92 .., ante el tribunal

constituido por los siguientes Profesores:

PRESIDENTE .. EUSEBIO BERNABEU MARTINEZ

VOCAL .. MIGUEL ANGEL REBOLLEDO SANZ

VOCAL .. DAVID A. JACKSON

VOCAL .. MANUEL POZA MARTINEZ

SECRETARIO .. CLAUDIO AFOCA HERNANDEZ-FOS

.....
habiendo recibido la calificación de *Ante Com Lude*

..... *por una Junta*

Madrid, a los de Junio de 19 92.

EL SECRETARIO DEL TRIBUNAL.

(12)

**Desarrollo de dispositivos magnetoópticos
por fibra óptica de plástico basados
en el efecto Faraday**

Memoria que presenta
D. Héctor Guerrero Padrón
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

Dirigida por el
Dr. José Luis Escudero Soto

Madrid, Mayo de 1992

**Departamento de Óptica
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid**

**Desarrollo de dispositivos magnetoópticos
por fibra óptica de plástico basados
en el efecto Faraday**

Memoria que presenta
D. Héctor Guerrero Padrón
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

Dirigida por el
Dr. José Luis Escudero Soto

Madrid, Mayo de 1992

A mis padres

AGRADECIMIENTOS

En estas líneas quiero expresar mi agradecimiento a todas las personas que han hecho posible la realización de éste trabajo.

En primer lugar a mi Director de Tesis, el Dr. José Luis Escudero Soto, quién a lo largo de los casi cuatro años que ha durado el trabajo ha logrado que éste fuera lo más llevadero posible gracias a sus consejos y aportaciones que, más como amigo que como Director, me ha sabido dar en todo momento.

También quiero agradecer al Dr. Eusebio Bernábeu Martínez, Director del Departamento de Óptica, el seguimiento y las contribuciones que ha venido realizando sobre este trabajo desde que comenzó. Su interés y apoyo han sido de mucho valor para mí.

A las personas del Departamento de Ingeniería Electrónica Industrial de Alcatel S.E.S.A. D. Angel Basante Pol. D. Javier Sainz Guerra y a su Director D. Severiano Aznar, con quienes hemos mantenido numerosas reuniones en las que nos han sabido acercar a la realidad de la aplicación industrial de los dispositivos físicos.

Quiero también expresar mi agradecimiento a D. Jose Luis Hernández-Rojas del Departamento de Electricidad y Magnetismo, ya que sin él no habria sido posible la síntesis del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino.

Asimismo agradezco al Dr. Claudio Aroca, del Departamento de Física de Materiales, sus consejos sobre cuestiones relacionadas con el magnetismo aplicado, mediante los cuales se nos ha simplificado el diseño de algunos de los dispositivos aquí expuestos.

A todos los miembros del Departamento de Óptica, que siempre se han mostrado generosos a la hora de echarme una mano en las tareas docentes y de investigación. Ellos han contribuido a que el Departamento sea un lugar donde el trabajo se realice de un modo más agradable y humano. Quiero hacer un especial hincapié en mi agradecimiento a todos mis compañeros y compañeras del laboratorio, quienes con su ritmo *desenfrenado* de trabajo, que no distingue ni noches ni vacaciones, han contribuido a que esta Tesis haya sido posible.

Finalmente quiero que hacer extensivo mi agradecimiento a mi familia, y en especial a mi mujer, Ana, que han sido los verdaderos impulsores de esta Tesis Doctoral y han sabido estar en todo momento junto a mí.

ÍNDICE

Capítulo I - Introducción

I.1 Efectos magnetoópticos.....	2
I.2 Efecto Faraday.....	5
I.3 Estudio de las propiedades del $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Efecto Faraday.....	11
I.3.1 Procedimiento básicos de obtención y propiedades estructurales de $Cd_{1-x}Mn_xTe$	12
I.3.2 Propiedades magnetoópticas del $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Efecto Faraday.....	13

Capítulo II - Obtención del compuesto $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino. Análisis estructural

II.1 Procedimiento básico de obtención.....	19
II.2 Modificación del proceso de obtención.....	21
II.3 Análisis estructural del $Cd_{1-x}Mn_xTe$	26

Capítulo III - Estudio de las propiedades ópticas del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino

III.1 Introducción.....	32
III.2 Medida de la transmitancia del compuesto $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino.....	33
III.2 Determinación del índice de refracción.....	39
III.3 Medida de la dispersión de un haz de luz colimado tras transmitirse través del $Cd_{0.44}Mn_{0.44}Te$ policristalino.....	40
III.4 Medida del factor de despolarización que introduce el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino.....	48

Capítulo IV Estudio de las propiedades magnetoópticas del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino

IV.1 Determinación de la constante de Verdet en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino.....	53
IV.1.1 Método experimental.....	53
IV.1.2 Medida de $V(\lambda)$ en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino.....	57
IV.2 Determinación de la constante de Verdet para fuentes LED.....	62

Capítulo V Sensores por fibra óptica de plástico basados en el efecto Faraday

V.1 Fibras ópticas de plástico.....	67
V.2 Caracterización de la fibra óptica de policarbonato Optipol (Bayer).....	69
V.3 Estudio comparativo de fuentes LED para fibra óptica de 1 mm.....	74
V.4 Estudio de las topologías de los sensores basados en el efecto Faraday.....	76
V.4.1 Sensores magnetoópticos por transmisión.....	77
V.4.2 Sensores magnetoópticos por reflexión.....	80
V.5 Empalmes por fibra óptica de plástico.....	82
V.5.1 Empalme en paralelo.....	82
V.5.2 Empalme en derivación.....	84

Capítulo VI Utilización del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino para desarrollo de sensores magnetoópticos por fibra óptica de plástico

VI.1 Desarrollo de un magnetómetro	
VI.1.1 Aspectos generales de los magnetómetros por fibra óptica	

basados en el efecto Faraday.....	89
VI.1.2 Diseño de un magnetómetro basado en el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino.....	90
VI.1.3 Amplificación de la constante de Verdet en sensores por fibra óptica.....	95
VI.1.4 Cálculo del efecto de las reflexiones múltiples en un sensor tipo MORS.....	96
VI.1.5 Evaluación del efecto de las reflexiones múltiples en la medida de $V(\lambda)$	104
VI.1.6 Medida del campo magnético a lo largo del eje de un imán perforado.....	107
VI.1.7 Consideraciones sobre las ventajas e inconvenientes del magnetómetro.....	108
VI.2 Desarrollo de tacómetros magnetoópticos.....	111
VI.2.1 Consideraciones generales sobre los dispositivos tacométricos.....	111
VI.2.2 Desarrollo de un tacómetro para el velocímetro de un automóvil.....	112
VI.2.3 Desarrollo de un tacómetro para un sistema de frenos ABS.....	117
Conclusiones	138
Referencias	140

Capítulo I

Introducción

El objetivo principal de esta Tesis Doctoral fue la realización de un estudio teórico-experimental de las propiedades magnetoópticas de la familia de semiconductores $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ en estado policristalino, con vistas a su aplicación, como elemento activo, en dispositivos sensoriales por efecto Faraday.

Ello nos ha llevado a estudiar y diseñar procedimientos de obtención de dichos materiales en los cuales se puedan controlar aquellas propiedades que son de interés en las aplicaciones, así como a desarrollar procedimientos originales de medida de las propiedades magnetoópticas (dispersión de la constante de Verdet), ya que, para el estudio de los materiales en estado policristalino, no son aplicables las técnicas convencionales. Una vez realizado el citado estudio, en la segunda parte de esta memoria se describen algunas aplicaciones concretas, en particular el diseño de dispositivos de medida de velocidades de giro. Para la realización de estas aplicaciones fue necesario desarrollar un magnetómetro, también basado en las propiedades magnetoópticas del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino, para la medida del campo magnético en el interior de imanes del tipo SmCo .

Como conclusión del trabajo se puede afirmar que los materiales policristalinos aquí estudiados presentan unas propiedades magnetoópticas interesantes que los hacen adecuados para reemplazar a los correspondientes cristales en muchas aplicaciones. Asimismo, pensamos que esta idea de sustitución, cristal por policristal, puede ser aplicada en otros casos de rotadores de Faraday ya utilizados, así como en nuevos materiales, sin necesidad de la utilización de técnicas de producción complicadas como son las empleadas en el crecimiento de los monocristales.

1.1 Efectos Magnetoópticos

El efecto Faraday es el más familiar de los efectos magnetoópticos. La magnetoóptica es la rama de la Física que estudia la influencia del campo magnético sobre los fenómenos ópticos. Dado que la luz es una radiación electromagnética podría pensarse que existe una interacción entre la luz y el campo magnético. Los fenómenos magnetoópticos se producen por la influencia del campo magnético sobre la materia en los procesos de absorción y emisión de luz. El comportamiento magnetoóptico de los distintos materiales puede ser entendido mediante la descripción del material por medio de los tensores $\vec{\epsilon}$ y $\vec{\mu}$; si bien, en la región óptica del espectro pueden explicarse sólo con el tensor dieléctrico, ya que la permeabilidad magnética es $\mu=1$ a frecuencias ópticas, en la mayor parte de los casos [1]. Por consiguiente, los efectos magnetoópticos se describen por medio de los elementos del tensor dieléctrico. Ya que éste está relacionado con el índice de refracción complejo

$$n_c = n + iK, \quad (1.1)$$

donde n es el índice de refracción y K el coeficiente de absorción, podemos describir los efectos magnetoópticos en función de la variación que se producen en estos dos valores debido a la presencia de un campo magnético en un medio.

Los efectos magnetoópticos en la materia condensada se pueden clasificar en dos grupos bien diferenciados: *por transmisión* y *por reflexión*.

Efectos magnetoópticos por transmisión

Aquí se consideran dos casos: a) Cuando la dirección de propagación de la luz es paralela a la del campo magnético en el medio (o a la imanación en el caso de que éste sea ferromagnético), y b) cuando estas direcciones son perpendiculares.

Si consideramos luz de una longitud de onda λ que se propaga a través de un medio de espesor l . en el caso a) se pueden distinguir dos magnitudes ópticamente medibles debido a la presencia del campo magnético en el material [2]:

$$\theta_F = \frac{\pi}{\lambda}(n_+ - n_-)l \quad (1.1)$$

y

$$\psi_F = \frac{\pi}{\lambda}(\kappa_+ - \kappa_-)l, \quad (1.2)$$

donde θ_F es el ángulo que gira el plano de polarización en el efecto Faraday, y ψ_F es la elipticidad de Faraday. Los subíndices + y - indican los índices de refracción para la luz circularmente polarizada dextrógira y levógira, respectivamente. Por lo tanto, en analogía con la terminología de la polarización de la luz, el efecto Faraday se suele denominar también *birrefringencia circular magnética* y la elipticidad de Faraday *dicroísmo circular magnético*. En el efecto Faraday se considera positivo el sentido de rotación del plano de polarización cuando éste se produce en el mismo sentido de la corriente que origina el campo magnético.

Para el caso b) también aparecen dos magnitudes medibles, definidas por:

$$\theta_L = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{//} - n_{\perp})l \quad (1.3)$$

y

$$\psi_L = \frac{4\pi}{\lambda}(\kappa_{//} - \kappa_{\perp})l. \quad (1.4)$$

donde los subíndices // y \perp indican el índice de refracción del medio para la luz que se propaga paralela y perpendicularmente al campo magnético aplicado, respectivamente. Por consiguiente, θ_L es la *birrefringencia lineal magnética* y ψ_L el *dicroísmo lineal magnético*. El

efecto que produce la birrefringencia lineal magnética sobre un haz de luz linealmente polarizado introduce un desfase θ_L entre sus componentes paralela y perpendicular al campo magnético aplicado, convirtiendo la luz en elípticamente polarizada. La introducción de este desfase relativo, que es proporcional a H^2 , se suele denominar efecto Voigt, que debe distinguirse del efecto Cotton-Mouton, en el cual las moléculas diamagnéticas de un medio líquido anisótropo se alinean en presencia de un campo magnético externo. Fenomenológicamente ambos efectos son el mismo, pero tienen un distinto origen microscópico, ya que en el caso del efecto Voigt no se producen reorientaciones de las moléculas que constituyen el medio; sino que la birrefringencia se produce por la actuación directa del campo magnético sobre los orbitales electrónicos (efecto Zeeman inverso) o bien por la alineación de los momentos magnéticos (interacción de canje).

Efectos magnetoópticos por reflexión

Los efectos de este tipo se conocen bajo la denominación genérica de efectos Kerr y tienen lugar cuando la luz se refleja sobre la superficie de un medio magnético. Principalmente se distinguen tres tipos [3]: a) efecto Kerr polar, b) efecto Kerr longitudinal y c) efecto Kerr transversal. Para el polar, el vector imanación del medio es perpendicular a la superficie de reflexión; en el longitudinal es paralelo a la misma y está comprendido en el plano de reflexión; y en el transversal es también paralelo a la superficie de reflexión pero perpendicular al plano de reflexión (Fig. 1.1)

El efecto Kerr consiste en la variación que sufre el estado de polarización de la luz al reflejarse en un medio metálico cuando éste está imanado. Los cambios que se producen en el estado de polarización del haz de luz reflejado son función del ángulo de incidencia. Si consideramos que la reflexión en un medio metálico puede ser explicada como el resultado de la aparición de corrientes en el material producidas por el campo electromagnético de la onda incidente, bajo la influencia de un campo magnético estas corrientes experimentan una precesión de Larmor, que causa los cambios en el estado de polarización de la luz reflejada.

Las expresiones analíticas de las variaciones que se producen en la elipticidad de la elipse de polarización y su ángulo de inclinación con respecto a una dirección dada, son distintas para cada uno de los tres efectos descritos. Puede encontrarse una descripción detallada de las mismas en la literatura [4].

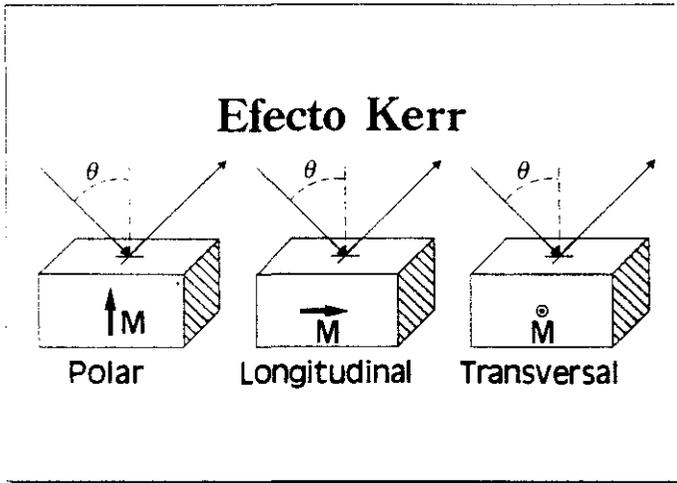


Figura I.1 Representación de los principales tipos de efecto Kerr

I.2 Efecto Faraday

Este fue el primero de los efectos magnetoópticos observados. Su descubrimiento se debe a Faraday (1845), quien observó cómo rotaba el plano de polarización de la luz cuando ésta pasaba a través de un vidrio con un campo magnético aplicado en la dirección de propagación de la misma (Fig. I.2). Más tarde fue cuantificado por Verdet, quien comprobó que la rotación del plano de polarización, θ , era proporcional al campo magnético aplicado, H , a la longitud del medio, l , y a una constante de proporcionalidad, V , que lleva su nombre. Por consiguiente, el efecto Faraday se puede expresar por

$$\theta = VHI. \tag{1.5}$$

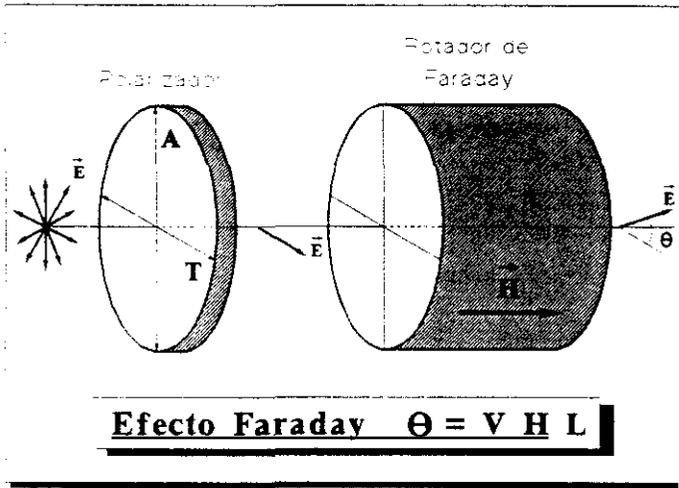


Figura I.2 Descripción del efecto Faraday

El sentido de giro del plano de polarización depende de la orientación relativa entre el campo magnético H y el sentido de propagación de la luz (Fig. I.3). Si estos son paralelos se produce en un sentido $(+\theta)$, y si son antiparalelos se producirá en sentido contrario $(-\theta)$. Por lo tanto cuando el haz de luz va y vuelve por el mismo camino la rotación del plano de polarización se duplica (2θ) , en vez de cancelarse.

Teóricamente, el primero que lo explicó fue Lorentz (1906). Según él, el efecto Faraday se origina por la diferencia de propagación de la luz circularmente polarizada en dos sentidos opuestos en los que se puede resolver el campo eléctrico de un haz de luz linealmente polarizada. Cada una de estas dos componentes de luz circularmente polarizada se propaga a través del medio con un índice de refracción distinto: n_+ para la componente dextrógira y n_- para la levógira, de ahí que al efecto Faraday se le conozca también como *birrefringencia circular magnética*.

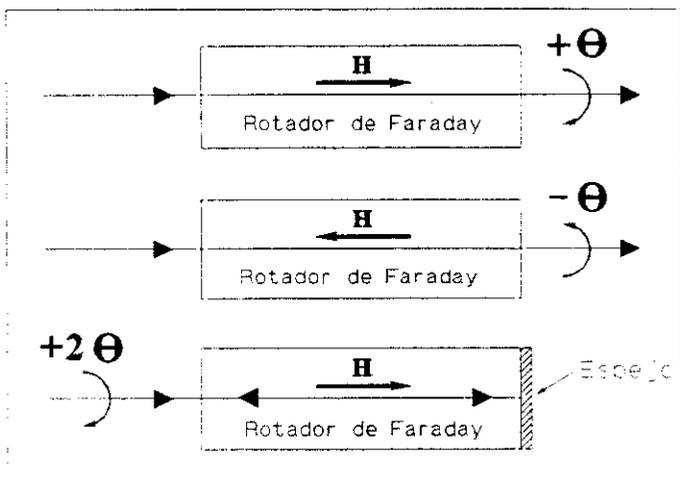


Figura L3 Sentido de giro del plano de polarización en el efecto Faraday

Efectivamente es sencillo comprobar que si tenemos dos haces de luz circularmente polarizados en sentidos opuestos, como son los dados por la expresión

$$E_{x_+} = A \exp i\omega(t - z \frac{n_+}{c})$$

$$E_{y_-} = A \exp i(\frac{\pi}{2} + \omega(t - z \frac{n_-}{c})) \tag{1.6}$$

$$E_{z_x} = 0 .$$

y determinamos la composición de ambos

$$E_x = E_{x_+} + E_{x_-}$$

$$E_y = E_{y_+} + E_{y_-} \tag{1.7}$$

obtenemos un haz de luz linealmente polarizada de la misma frecuencia

$$E_x = 2A \exp i\omega(t - z \frac{n_+ + n_-}{2c}) \cos(\frac{\omega}{c} z \frac{n_+ - n_-}{2})$$

$$E_y = 2A \exp i\omega(t - z \frac{n_+ + n_-}{2c}) \sin(\frac{\omega}{c} z \frac{n_+ - n_-}{2}) \quad (1.8)$$

Por consiguiente, la expresión anterior indica el giro de la polarización en un medio de longitud l debido a la diferencia de índices de refracción para las dos ondas de la expresión (1.6). En efecto, si suponemos que por la acción de un campo magnético se produce birrefringencia circular magnética, o sea $n_+ - n_- \neq 0$, en un punto determinado del medio ($z=l$) la onda (1.8) toma la forma:

$$E_x = 2A \exp i\omega t$$

$$E_y = 0 \quad (1.9)$$

que corresponde a una onda plano-polarizada en la dirección del eje x . Tras recorrer el espacio, el campo oscila en una dirección dada por:

$$E_x = k \cos \theta$$

$$E_y = k \sin \theta \quad (1.10)$$

que corresponde a una onda linealmente polarizada que ha girado un ángulo

$$\theta = \frac{\omega}{c} \frac{n_+ - n_-}{2} l \quad (1.11)$$

con respecto al haz de luz incidente (Fig. 1.4).

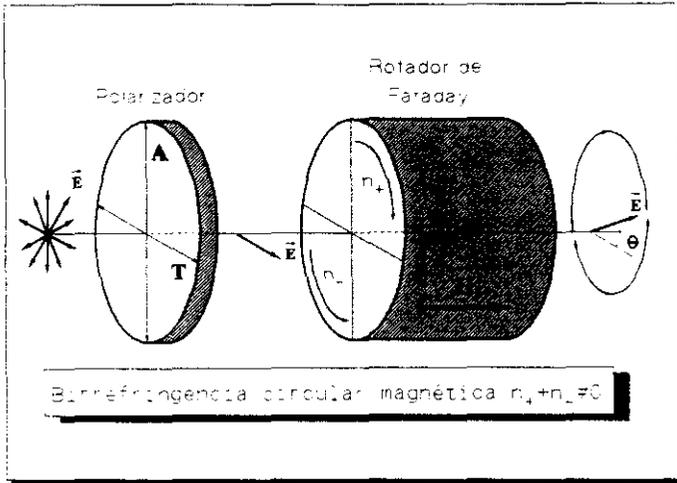


Figura 1.4 Representación del giro del plano de polarización que produce la birrefringencia circular magnética (efecto Faraday)

La variación del índice de refracción para diferentes estados de luz polarizada, debido a la presencia de un campo magnético, está causada, en principio, por el desdoblamiento Zeeman del estado fundamental y los estados excitados y por las reglas de selección dependientes del estado de polarización que existen para las transiciones ópticas entre dos de estos estados. Por el efecto Zeeman, si un medio tiene una línea de absorción a una frecuencia ν_0 , bajo la acción de un campo magnético ésta se desdobra en dos líneas de absorción de frecuencias $\nu_1 = \nu_0 - \Delta\nu$ y $\nu_2 = \nu_0 + \Delta\nu$, para luz circularmente polarizada levógiro y dextrógiro, respectivamente. Si se representan el índice de refracción para cada uno de los dos haces de luz (Fig. 1.5) al sumarlos obtenemos la curva correspondiente al valor de $(n_+ - n_-)$, que es equivalente a la rotación del plano de polarización del haz de luz incidente, tal como se deduce de la expresión (1.11). Como el valor de $\Delta\nu$ es proporcional al campo magnético en el medio, las dos curvas para n_+ y n_- se separan proporcionalmente al valor del campo magnético, de tal forma que a frecuencias alejadas de ν_0 se verifica que la curva $(n_+ - n_-)$ aumenta también proporcionalmente al campo magnético.

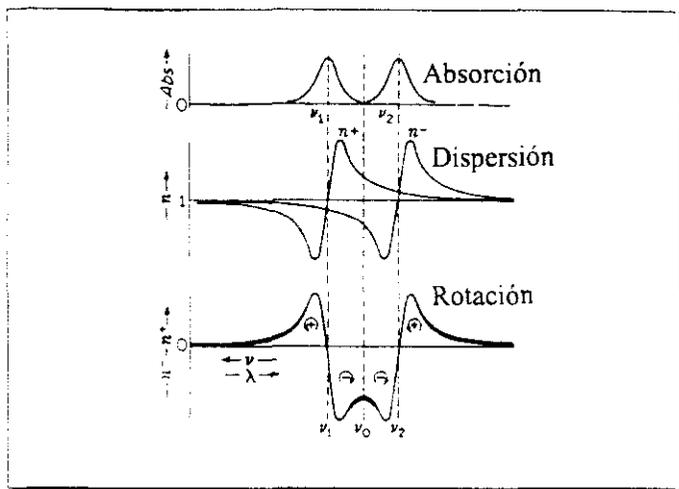


Figura 1.3 Curvas de absorción y dispersión que se producen a causa del efecto Zeeman. Están referidas a una línea de absorción de frecuencia ν

La explicación anterior sobre la aparición del efecto Faraday es válida sólo para el caso de los compuestos diamagnéticos, en los cuales éste se origina por la actuación directa del campo magnético sobre el movimiento orbital de los electrones. Así, al igual que ocurre con el diamagnetismo, el efecto Faraday está presente en todas las sustancias.

El caso opuesto lo encontramos en los materiales ferromagnéticos y los paramagnéticos a baja temperatura. En éstos el efecto del campo magnético sobre el movimiento orbital de los electrones es despreciable con respecto al acoplamiento spin-órbita que se produce cuando los spines se orientan bajo la acción del campo magnético en el material.

Hay un caso intermedio entre los dos anteriores que es el de los semiconductores y el de los metales no ferromagnéticos. En algunos de estos materiales y en algunas regiones del espectro, el efecto Faraday se explica exclusivamente por los efectos orbitales, mientras que en otros es el resultado del acoplamiento spin-órbita.

La dependencia de la constante de Verdet con la longitud de onda y la temperatura, para los materiales diamagnéticos, paramagnéticos y ferromagnéticos ha sido ampliamente estudiada [2]. El estudio de los materiales del tipo del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ suele hacerse aparte. Estos se denominan genéricamente *semiconductores diluidos de componente magnético* [5]. Bajo este nombre se conoce a los compuestos semiconductores en los que una fracción de un elemento de los que lo constituyen ha sido sustituida por la de un ion magnético. En nuestro caso, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, parte de los iones de Cd se sustituye por los iones Mn^{2+} .

1.3 Estudio de las propiedades del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Efecto Faraday

Los compuestos del tipo $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ han sido investigados muy intensamente desde su aparición en la literatura en 1978 [6]. Debido a su elevada constante de Verdet tienen aplicación como *rotadores de Faraday* y en virtud de ello han sido utilizados en aisladores ópticos [7], magnetómetros [8] y otros dispositivos ópticos [9]. Una de sus características más atrayentes consiste en que la posibilidad de variar la concentración de Mn permite controlar, dentro de determinados márgenes, sus propiedades ópticas y magnetoópticas. Intentaremos desarrollar a lo largo de este apartado todos estos aspectos, ya que posteriormente los trataremos para el caso del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino.

El creciente interés que han suscitado estos compuestos se puede apreciar en el incremento del número de publicaciones que ha habido sobre el tema desde 1978, fecha en la que apareció la primera publicación al respecto [6] (Fig. 1.6). Entre los principales temas tratados por éstas se encuentran los relacionados con sus propiedades magnetoópticas, magnéticas, ópticas, y electroópticas, el análisis estructural y los procedimientos de fabricación, y finalmente su aplicación en dispositivos.

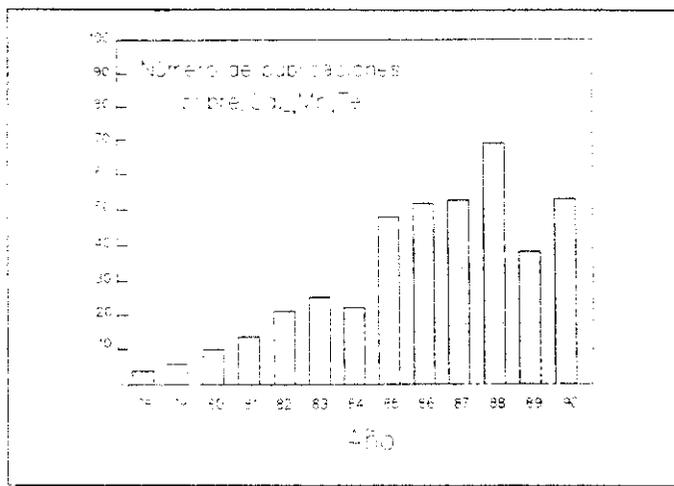


Figura I.6 Evolución del número de publicaciones sobre $Cd_{1-x}Mn_xTe$

I.3.1 Procedimientos básicos de obtención y propiedades estructurales del $Cd_{1-x}Mn_xTe$

El $Cd_{1-x}Mn_xTe$ es un compuesto que tiene la estructura de la zinc-blenda para $x < 0.8$ [10]. Esta es la misma que tiene el CdTe [11], que está formada por dos redes cúbicas centradas en caras (fcc), la del Cd y la del Te. En el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ se ha podido comprobar que el Mn y el Cd ocupan la misma subred y que esto es compatible con la longitud de los enlaces CdTe y MnTe [12]. Así en el proceso de formación del $Cd_{1-x}Mn_xTe$, el Mn se difunde por la red del CdTe y ocupa las posiciones del Cd. Ya que el CdTe y el CdMn no tienen la misma estructura cristalográfica (el MnTe tiene la del NiAs), y los átomos que son intercambiados en la estructura final, Cd y Mn, no sólo difieren en su valencia sino también en su radio de Bohr (un 21%), sería esperable que apareciesen varias fases intermedias en el proceso de reordenación del compuesto. Sin embargo, no parece que ocurra esto y el Mn, por el contrario, presenta una gran solubilidad en la red del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [13,14].

Para obtener monocristales de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ se han utilizado diversos métodos. En la mayor parte de las publicaciones los monocristales se han crecido por el método de Bridg-

man modificado. Sin embargo, para evitar la formación de zonas policristalinas, algunos autores han recurrido al método de crecimiento de monocristales de Czochralski [15]. Para la fabricación de películas delgadas de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ y superredes de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}-\text{CdTe}$ se ha recurrido a técnicas de fabricación del tipo epitaxia [16]. Todos los métodos anteriores han estado destinados a obtener materiales con el menor número posible de imperfecciones en la estructura del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Sin embargo se ha demostrado que las muestras crecidas por el método de Bridgman modificado tienen siempre imperfecciones [17].

Respecto a la obtención de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino y al estudio de sus propiedades, se ha encontrado información sólo en 4 publicaciones de la más de 500 que existen sobre el compuesto en la literatura. En dos de ellas (1987) el compuesto se obtiene por medio de un proceso de síntesis análogo al que hemos empleado nosotros, y se hace un estudio del espectro de reflectancia difusa y de la conductividad eléctrica [18,19]. En otra (1988) se obtiene una película por *MOCVD* (metalorganic chemical vapor deposition) que se caracteriza con idea de emplearla como célula solar [20]. En la última (1989) se estudia el índice de refracción, el coeficiente de absorción y la energía del *gap* de varias películas delgadas de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino depositadas sobre un sustrato de vidrio [21]. No se descarta que pueda existir alguna referencia sobre $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino que no hayamos considerado. Sin embargo, lo que parece seguro es que no hay nada sobre la caracterización magnetoóptica de los compuestos policristalinos, así como sobre su aplicación al desarrollo de sensores o dispositivos magnetoópticos, que es en lo que se fundamenta esta memoria de Tesis Doctoral.

1.3.2 Propiedades magnetoópticas del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Efecto Faraday

Como se vio en el apartado 1.2, el efecto Faraday está muy relacionado con los niveles de absorción del medio donde lo queremos observar. Para longitudes de onda cercanas a los niveles de absorción, la constante de Verdet aumenta considerablemente (Fig. 1.3). Precisamente, si se estudia el espectro de absorción en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, se observa la existencia de un borde de absorción, E_g , que es función de la composición, x , y de la temperatura, T [8.22]. Éste está relacionado con la energía excitónica del compuesto, E_e , que es la que se necesita para generar un excitón.

Entendemos por excitones a las excitaciones elementales del sistema electrónico en el cristal, que son posibles gracias a la simetría traslacional del mismo. Para formar un excitón hay que gastar menos energía que para formar un electrón libre o un hueco. Una de las formas más simples de producirlos es mediante el uso de radiación electromagnética. Si un fotón de vector de onda q y energía $\frac{\hbar}{2\pi}\omega = \frac{\hbar}{2\pi}qc$ se propaga por un cristal, entonces debido a la interacción con los electrones del cristal éste puede desaparecer, utilizando su energía y su momento para la creación del excitón. La existencia de una línea de absorción debida a la formación de excitones es fundamental para que el efecto Faraday se manifieste con la intensidad que lo hace en estos compuestos. Lo más destacado en ellos es la presencia en la red de la zinc-blenda de átomos de Mn con configuración electrónica, $3d^5sp$ [23]. Estos iones paramagnéticos originan la formación de momentos magnéticos localizados que interactúan con los electrones de la banda de conducción y los huecos de la banda de valencia, a través de la interacción de canje; es decir, interactúan con los niveles excitónicos produciendo su desdoblamiento. Esta interacción modifica la estructura de las bandas y da lugar a fenómenos magnetoópticos, en concreto al efecto Faraday, que son dos órdenes de magnitud mayores que los observados en el semiconductor sin el Mn.

Aunque los excitones son una consecuencia de la simetría traslacional de la red, se ha demostrado teóricamente que éstos pueden existir en los materiales amorfos [24]. Por eso en el caso de un policristal, que se puede considerar, en lo que a desorden se refiere, como un estado intermedio entre el amorfo y el monocristal, la existencia de excitones está asegurada. Hay estudios experimentales sobre la influencia del tamaño de grano en un policristal sobre el espectro de los excitones [25]. Estos datos vienen dados para semiconductores de estructura similar a la del germanio, y se habla de modificaciones en el espectro de los excitones para tamaños de grano por debajo de 500 nm. Sin embargo, el $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$ no tiene esta estructura y no se dispone de datos al respecto. Como se verá más adelante el $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino fabricado por nosotros tiene un tamaño medio de grano de 100 nm, y parece ser que tiene las mismas propiedades magnetoópticas que el monocristal correspondiente.

La longitud de onda para la cual se produce el borde de absorción, λ_0 , es función de la concentración de Mn en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Su valor se puede calcular a partir de la expresión [8]

$$E_g = \frac{hc}{\lambda_0} = 1.620 + 1.34 x - 5.56 \cdot 10^{-4} T, \quad (1.12)$$

en donde E_g viene dado en eV y T en K. Hay una expresión análoga que se utiliza sólo a temperatura ambiente [22]

$$E_g = 1.47 + 1.33 x. \quad (1.13)$$

Según estos mismos autores, la energía excitónica está dada por:

$$E_e = 1.49 + 1.33 x, \quad (1.14)$$

y la constante de Verdet para una determinada concentración de Mn y a una temperatura fija puede ser ajustada por una función del tipo

$$V = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad (1.14)$$

en donde A es una constante relacionada con la intensidad del oscilador de la transición de absorción.

Una de las características más interesantes del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ es el comportamiento de su constante de Verdet con la temperatura. Puesto que los iones de Mn son paramagnéticos, ésta debería de variar con la inversa de la temperatura [2]. Sin embargo existe una longitud de onda, λ_0 , para la cual la constante de Verdet no varía en un gran rango de temperaturas ($>150^\circ$) [8]. La explicación a este hecho está en que al aumentar la temperatura la constante

de Verdet para una longitud de onda dada debería disminuir, pero, como a la vez el borde de absorción se desplaza a longitudes de onda mayores, la constante de Verdet tiende a aumentar. Estos dos efectos contrarios adquieren el mismo peso y se compensan a una longitud de onda determinada que se denomina λ_V . Su conocimiento es muy importante para el desarrollo de magnetómetros y otros sensores que vayan a operar en ambientes de temperatura variable.

Se han llegado incluso a dar expresiones de carácter general para la constante de Verdet en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, como es la que se ha de aplicar el modelo de un excitón a la rotación de Faraday [25]. En esta expresión se tienen en cuenta factores tales como el índice de refracción del medio, su temperatura, la composición y la energía del excitón, entre otras. Posteriormente ha sido realizada una comprobación experimental de la misma en la que se verifica la utilidad del modelo [27].

Si excluimos a los compuestos ferromagnéticos y ferrimagnéticos de los restantes, el que tiene la constante de Verdet más elevada es el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. En la siguiente tabla, se han representado las constantes de Verdet de los rotadores de Faraday más habituales en el diseño de aisladores ópticos [7] en el visible.

Tabla I.1 Comparación entre el valor de la constante de Verdet de los materiales magnetoópticos más usuales a 632.8 nm (excluidos los compuestos ferromagnéticos y ferrimagnéticos como el BIG [28], YIG [29], etc.)

	V(rad·T m)	Referencia
$\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$	-1999	[7]
$\text{Tb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	-180	[30]
TGG	-134	[31]
ZnSe	118	[32]
FR-5	-70	[33]

En la tabla, el signo menos indica que el compuesto es paramagnético. Salvo el ZnSe los demás son materiales a los que se les ha añadido un ion paramagnético: Mn en el CdMnTe y Tb en los otros tres. El único que no es un cristal es el FR-5 que es un vidrio tipo pyrex.

Otra característica interesante de la constante de Verdet es su comportamiento con la frecuencia de variación del campo magnético. Sobre un monocristal de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ de 3.5 mm de longitud y para una $\lambda=647$ nm se ha determinado que la constante de Verdet no empieza a disminuir hasta que la frecuencia de variación del campo magnético no alcanza los 2 GHz [34]. Con resultados de este tipo queda asegurada la fabricación de magnetómetros y sensores de gran ancho de banda, si se utilizan materiales de la familia del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Probablemente en los compuestos magnetoópticos ferro y ferrimagnéticos el ancho de banda sea mucho menor ya que los procesos de imanación en los compuestos de este tipo son notablemente más lentos [35].

También se ha podido determinar en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ el efecto Faraday inverso [36] y el efecto Faraday no lineal [37]. El primero consiste en que al hacer pasar dos haces de luz circularmente polarizados en sentidos opuestos, a través de un material magnetoóptico, éste se imana [2]. Al fenómeno se le conoce también por magnetización por fotoinducción. El efecto no lineal aparece cuando se hace pasar un haz de luz muy intenso a través del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ y se observa que la constante de Verdet depende de la intensidad del haz de luz.

En el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ también se ha determinado la existencia del efecto Kerr electroóptico [38]. Sobre una película multicapa de $\text{Cd}_{0.33}\text{Mn}_{0.77}\text{Te}$ preparada por *ICB* (ionized-cluster beam) se ha medido la birrefringencia que induce un campo eléctrico, E , comprobándose que se sigue una ley del tipo

$$\Delta n = -n_0^3 R_{44} E^2 / 2 . \quad (1.15)$$

en donde $n_p \approx 2.8$ a 3 es el índice de refracción de la película y $R_{\text{Kerr}} = 3.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{V}^2$ es el coeficiente electroóptico cuadrático, que es comparable al del compuesto cerámico *PLZT* (zirconiato-titanato de lantano y plomo) en el que el efecto Kerr electroóptico es muy grande.

Capítulo II

Obtención del compuesto $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino. Análisis estructural

II.1 Procedimiento básico de obtención:

Los diferentes compuestos policristalinos, $Cd_{1-x}Mn_xTe$, utilizados en el trabajo que describimos en esta memoria, fueron fabricados por nosotros mismos a partir de los elementos Cd, Te, y Mn, suministrados por la firma comercial Johnson & Matthey, calidad Puratronic (99.995%). El Te y el Mn se adquirieron en pequeñas porciones de distintos tamaños, el Cd se compró en forma de cinta, con una densidad de 50 gr/m. El proceso de síntesis utilizado para su obtención consistió básicamente en introducir Cd, Te y Mn en la proporción adecuada en un tubo de cuarzo que posteriormente se selló en vacío; a continuación, se elevó la temperatura del tubo de cuarzo por encima del punto de fusión del Mn, que es el que funde a mayor temperatura de los tres ($Cd_{pf}=320.9\text{ }^{\circ}C$, $Te_{pf}=449.5\text{ }^{\circ}C$, $Mn_{pf}=1245\text{ }^{\circ}C$). Tras permanecer un cierto tiempo a esta temperatura, los elementos reaccionaron entre sí formando el compuesto buscado, el cual fue obtenido tras enfriar el tubo.

Durante todo el proceso de fabricación del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino se tuvo especial cuidado con la limpieza de los materiales: las pinzas utilizadas para manipular todos los componentes se limpiaron en una disolución acuosa de HCl (2/3 H_2O + 1/3 HCl). Con objeto de

quitar el óxido y las impurezas superficiales a cada uno de los elementos, se introdujeron en distintas disoluciones acuosas; se utilizó HNO para el Mn, HCl para el Te y NHOH para el Cd (las tres disoluciones en la misma proporción que las empleadas para la limpieza de las pinzas). Posteriormente, los tres materiales, Te, Cd y Mn, se lavaron con agua destilada, se secaron con una pistola de aire seco y se deshumidificaron en vacío.

Las pesadas para conseguir las proporciones adecuadas se realizaron con una precisión de 10^{-4} gr con una balanza Sartorius 2604S/10 y las cantidades de compuesto fabricadas en cada caso oscilaron entre 1 gr y 2 gr.

La primera composición de Cd_xMn_xTe policristalino que se fabricó fue la correspondiente a $x=0.37$. Para ello, tras limpiar y pesar los elementos, se introdujeron en una ampolla de cuarzo de 12 mm de diámetro de pared interior y 15 mm de diámetro de pared exterior. Previamente, la ampolla había sido cuidadosamente lavada repetidas veces con agua destilada, y secada a la llama de un soplete de oxiacetileno. Tras introducir los tres elementos en su interior, se hizo un vacío superior a 10 Torr y se selló con el soplete, a continuación, se introdujo el tubo en un horno de mufla (Lindberg 51333) que se programó con el ciclo térmico de la figura II.1.

Este ciclo fue elegido porque superaba el punto de fusión del Mn, y se esperaba que los elementos en estado líquido reaccionaran entre sí para formar el compuesto buscado. Al finalizar el ciclo térmico, se observó que gran parte del compuesto formado recubría las paredes de la ampolla de cuarzo. Sin embargo, tras abrirla se vio que no se había esparcido todo el compuesto por la ampolla, sino que quedaba un conglomerado de color negro y brillante, del cual se obtuvieron algunas muestras tras romperlo. El compuesto demostró ser extremadamente frágil.

Para evaluar la posibilidad de utilizar el compuesto obtenido como material magneto-óptico, se midió su constante de Verdet en función la longitud de onda (Cap. IV, Fig. IV.4), y se comprobó que tenía un valor similar al de los monocristales de concentraciones similares; no obstante, como se pudo verificar posteriormente este valor era ligeramente inferior;

ésto lo achacamos a que el compuesto sufrió excesivas tensiones cuando lo separamos de las paredes del tubo de cuarzo, lo que provocó la aparición de grietas y fracturas en su interior. Se decidió que el procedimiento de obtención no era el adecuado, pero el primer resultado conseguido era suficientemente prometedor como para continuar con la obtención de policristales.

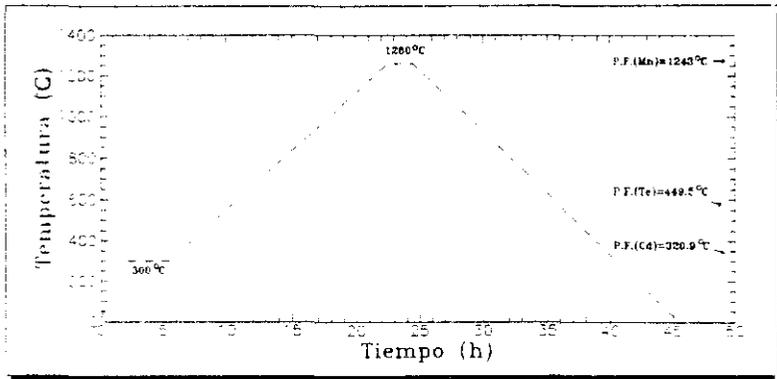


Figura II.1- Ciclo térmico empleado en la obtención del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino

II.2 Modificación del proceso de obtención de policristales de $Cd_{1-x}Mn_xTe$

Con el fin de efectuar en el proceso de fabricación las modificaciones oportunas para conseguir que el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino no se esparciera por el tubo, se procedió al análisis de los resultados de la obtención de la primera muestra. Comenzamos por la presencia de compuesto adherido a toda la superficie de la ampolla, la cual hemos achacado a que presenta una gran presión de vapor (1 Torr @394 °C), que contribuye a que en el propio proceso existiera un riesgo de explosión de la ampolla de cuarzo [18]. Este hecho conduce a que la reacción entre los elementos no se realice en la forma adecuada. Si se modificase el ciclo

térmico de forma que se favoreciese la reacción del Cd con el Te a baja temperatura, se evitaría el fenómeno antes descrito al eliminarse la existencia de Cd libre en la parte alta del ciclo térmico. El nuevo ciclo térmico puede verse en la fig. II.2. En él, el primer tramo de estabilización de la temperatura (350 °C) se utilizó para que el Cd (P_f=320.9 °C) se fundiera totalmente. El segundo tramo de estabilización (500 °C) sirve para que se funda el Te (T_f=449.5 °C), y se forme el compuesto CdTe, el cual tiene su punto de fusión a 1041 °C. En la última parte de estabilización del ciclo (1260 °C) el Mn se fundirá (T_f=1245 °C) y reaccionará con el CdTe. En este caso, el Mn se difunde por la red del TeCd desplazando a algunos de los átomos de Cd de las posiciones que estos ocupan.

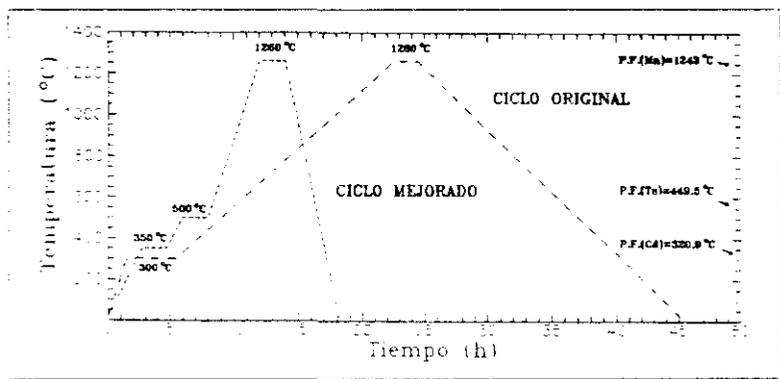


Figura II.2- Ciclo térmico mejorado para obtener $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino

Añadido al problema anterior estaba la adherencia del compuesto formado a las paredes de la ampolla de cuarzo, lo cual, según la literatura [39] es debida a la difusión del Mn en el cuarzo que forma el tubo. Para evitar este problema es preciso usar crisoles de grafito de alta pureza. Este tipo de crisoles no se pudo obtener, ya que el grafito de la calidad requerida tiene aplicación en el desarrollo de la tecnología nuclear, con lo cual el país de origen (UK) no emite las licencias de exportación con facilidad.

Como consecuencia de ello se recurrió a otro tipo de compuesto para utilizar de crisol, en principio inerte a las temperaturas a las cuales trabajamos: el nitruro de boro, el cual se adquirió a Carborundum (EEUU) en forma de barras cilíndricas de calidad HP (apto para ser utilizado en alto vacío). De ellas se mecanizaron varios crisoles cilíndricos de 5.9 mm de diámetro interior y 12 mm de diámetro exterior. La altura del crisol estaba en torno a los 4 cm. La limpieza de los crisoles se llevó a cabo con sucesivos baños de ultrasonidos con el objeto de remover la grasa y la suciedad adherida durante el mecanizado, así como separar las partículas sueltas de nitruro de boro que se habían formado. Los líquidos que se utilizaron fueron: agua y detergente, tricloroetileno (disuelve la grasa), acetona (disuelve al tricloroetileno) y alcohol etílico (disuelve a la acetona).

Con el nuevo ciclo térmico y un crisol de nitruro de boro, se fabricaron las concentraciones $x=0.40$, $x=0.48$ y $x=0.50$ del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino. Una vez limpiados y pesados el Te, el Cd y el Mn en la proporción adecuada, se introdujeron en el crisol de nitruro de boro y éste a su vez en la ampolla de cuarzo. Al igual que antes, la ampolla se selló en vacío y se sometió al ciclo térmico (Fig. II.2). Al finalizar el ciclo, se observó que todos los compuestos se habían formado en el interior del crisol, y su superficie libre era prácticamente plana; sin embargo, no se pudo extraer el compuesto del crisol por estar fuertemente adherido al mismo. Tras consultar a este respecto con el suministrador del nitruro de boro, se concluyó que tenía un aglutinante que se utilizaba en su proceso de fabricación, y que no era estable a partir de $1150\text{ }^\circ\text{C}$. con lo cual era probable que hubiera habido una reacción entre el aglutinante y alguno de los componentes del $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Efectivamente, al raspar ligeramente la superficie del crisol, se observó que estaba recubierto por una capa de material ligeramente más oscura que su superficie original (este detalle se puede ver en la Foto II.1). Para obtener muestras para su estudio, se cortó el crisol en secciones circulares con una microcortadora equipada con hoja de diamante. De las secciones resultantes fue fácil obtener muestras para su estudio posterior (Foto II.1).

Los compuestos formados no eran totalmente homogéneos y presentaban zonas con grandes burbujas en algunas partes de su superficie. Se supuso que la formación de las burbujas estaba motivada por el gran tamaño de los trozos de Te, y Mn que se introdujeron en el crisol; esto no había ocurrido la vez anterior ($x=0.37$) en las que los elementos se habían par-

tido en pequeñas porciones. La observación de la superficie de varias muestras pulidas de estas tres composiciones, por medio de un microscopio metalográfico, muestra que hay microburbujas o huecos que se extienden por todo el volumen del material (Foto II.2). Estas son las causantes de que la constante de Verdet que se obtiene para cada una de las composiciones sea muy inferior a la que se debería de obtener.

Aunque el crisol de nitruro de boro era adecuado para la obtención del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino, se buscó otra solución que evitara la adherencia del compuesto al crisol. Así se utilizó un crisol de platino, con el cual se podía trabajar, en teoría, hasta 1400 °C. Sin embargo, lo único que se obtuvo con su utilización fue una amalgama de Pt con Te, y Mn. Posteriormente, y según datos del suministrador del crisol (Johnson & Matthey) el Te debió de reaccionar con el Pt y posteriormente se difundieron entre sí los 4 elementos.

Finalmente se intentó una última composición, que es la de $x=0.45$. El monocristal de esta misma composición ha sido el más ampliamente estudiado y por consiguiente se dispone de bastantes datos para comparar sus propiedades con las del policristal. Se utilizó un crisol de nitruro de boro, pero se tuvo cuidado de partir en trozos muy pequeños los elementos de partida. Tras el ciclo térmico mejorado (Fig. II.2) se obtuvo el compuesto policristalino $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ (Foto II.3). Su constante de Verdet (Cap. IV) a 632.8 nm es de 1970 ± 40 rad/Tm, que es el mismo valor que se da en la literatura para los monocristales de la misma composición [7]. Este compuesto es el que hemos analizado a lo largo del presente trabajo, y además es el que se ha utilizado en la fabricación de sensores magnetoópticos.

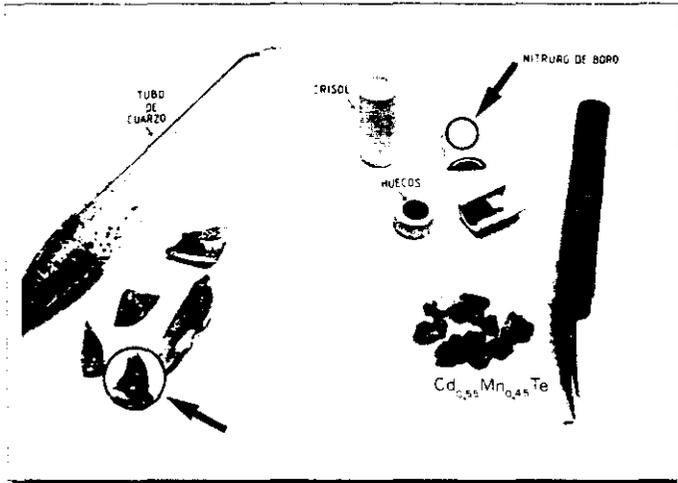


Foto II.1 Aspecto de algunos de los compuestos obtenidos en la fabricación del $Cd_{0.6}Mn_{0.4}Te$ policristalino. Nótese el compuesto adherido a las paredes del tubo de cuarzo, y el cambio de tonalidad en la superficie raspada de un crisol de nitruro de boro (círculo)



Foto II.2 Fotografía de la superficie de una lámina pulida del compuesto $Cd_{0.6}Mn_{0.4}Te$ policristalino en la que se pueden observar los numerosos huecos que presenta

II.3 Análisis estructural del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$:

La estructura cristalina del compuesto $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino se analizó por medio de Rayos-X y de microscopía electrónica de barrido (SEM).

El diagrama de Rayos-X obtenido fue del tipo 2θ . Primeramente se molió el compuesto en un mortero de ágata, y con el polvo obtenido se obtuvo el difractograma que se muestra en la figura II.3. En ella se aprecia que la estructura del material es la de la zinc-blenda que es la misma estructura que se encuentra en literatura para los monocristales de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ de concentraciones $X < 0.8$ [10]. Entre los datos suministrados por el equipo de Rayos-X figura el parámetro d_{hkl} que se corresponde con la distancia entre dos planos consecutivos de la familia representada por las coordenadas (h, k, l) . Esta magnitud se relaciona con la constante de la red a través de la expresión

$$d_{hkl} = \frac{a}{(\hbar^2 + k^2 + l^2)} \quad (2.1)$$

Podemos determinar la constante de la red, a , para los planos correspondientes a los picos del diagrama de Rayos-X, que son precisamente los planos d_{hkl} la estructura de la zinc-blenda. Los resultados se muestran en la tabla II.1.

El parámetro de la red que se obtiene de los datos de la tabla II.1 es 0.640 ± 0.001 nm, mientras que el de la red original (CdTe), es de 0.6464 nm. A la vista de los resultados podemos considerar que el parámetro de la red del CdTe disminuye cuando los átomos de Cd son sustituidos por los de Mn en la red. Como se vio en el capítulo I, está comprobado que los iones de Cd y los de Mn ocupan la misma posición en la estructura de la zinc-blenda del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [12].

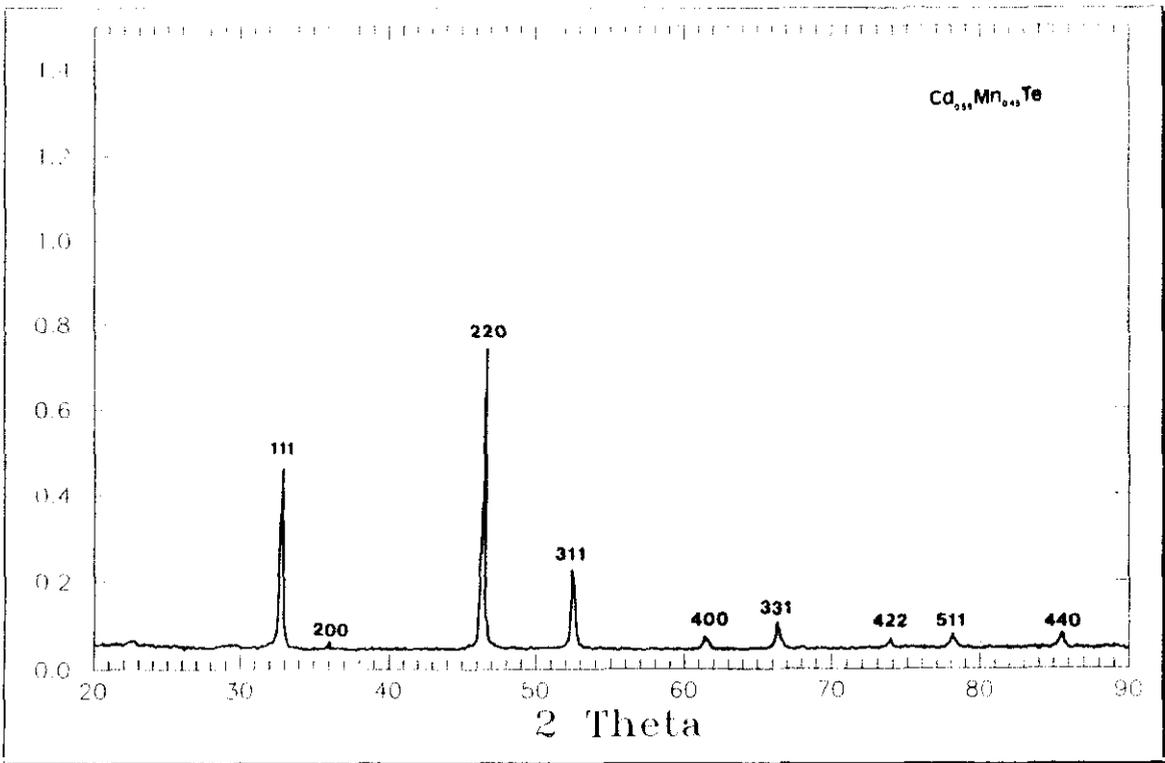
Figura II.3 Diagrama de Rayos-X del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

TABLA II.1 Parámetros obtenidos del diagrama de difracción por Rayos-X del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

hkl	d_{hkl}	a (nm)	Posición	Altura (%)
111	3.7022	0.6412	24.02°	61.2
200	3.2007	0.64	27.85°	3
220	2.2626	0.64	39.81°	100
311	1.9327	0.641	46.97°	27.1
400	3.2001	0.6405	57.51°	5.3
331	1.4708	0.6411	63.16°	10.2
422	1.308	0.6408	72.16°	11
511	1.2336	0.641	77.27°	5.6
440	1.1325	0.6406	85.71°	5.7

También se observa que el diagrama de Rayos-X es el típico de un compuesto policristalino, en el cual los picos de difracción tienen una cierta anchura a mitad de altura, $\beta_{1/2}$, de la cual podemos determinar la dimensión promedio, D , de los granos del policristal que son perpendiculares a los planos de reflexión. Para ello utilizamos la fórmula de Scherrer [46]

$$\beta_{1/2} = \frac{k\lambda}{D \cos \theta} \quad (2.2)$$

en la que λ es la longitud de onda de los Rayos-X, θ el ángulo correspondiente al pico del diagrama de difracción, y k un parámetro que tiene en cuenta la forma de los granos; su valor oscila entre 0.89 y 1.39. Nosotros utilizaremos $k=1$, ya que la precisión de la medida del tamaño de grano se estima que es del orden del 10%. Se midió la anchura $\beta_{1/2}$ para los máximos correspondientes a las reflexiones (111), (220) y (311). El tamaño de grano determinado aparece en la Tabla II.2. Su valor medio resultó ser de 40 ± 10 nm.

TABLA II.2 Estimación del tamaño de grano a partir del diagrama de Rayos-X de la figura II.3

<i>hkl</i>	Posición	Anchura _{1/2}	Tamaño de grano (nm)
111	24.02°	0.3°	32
220	39.81°	0.25°	38
311	46.97°	0.35°	43

Para tener información más precisa sobre el tamaño de grano del compuesto se analizó una muestra del mismo mediante un microscopio de barrido (Jeol Scanning Microscope 6400). El análisis de las fotografías obtenidas (Fotos II.4) reveló que el compuesto tenía un tamaño de grano 100 ± 20 nm. Para obtener este valor se trazó una línea de longitud equivalente a 3.50 ± 0.03 μm en la foto II.4.c. se superpuso sobre 20 direcciones distintas elegidas al azar y se contó en cada caso el número de granos que interceptaba. El número medio de granos interceptado fue de 34.6 con una desviación cuadrática media de 2.7 granos.

Cabe destacar la diferencia entre el tamaño de grano obtenido mediante el diagrama de Rayos-X (140 ± 10 nm) y las fotografías del microscopio de barrido (100 ± 20 nm); sin embargo el primer valor solo nos da una idea del orden de magnitud, ya que el método utilizado es de por sí muy impreciso.



Foto II.3 Aspecto de la superficie del Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te policristalino sin pulir. Las ligeras grietas que aparecen son producto de la exfoliación



Foto II.4a Muestras de Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te policristalino empleadas en la determinación del tamaño de grano vista con microscopio electrónico de barrido (SEM)

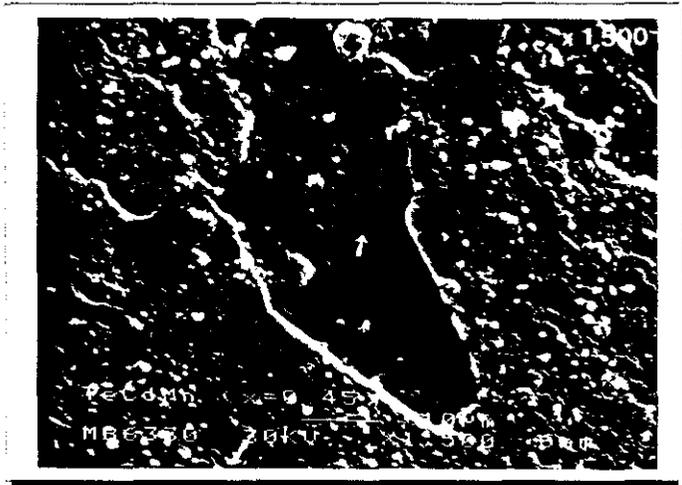


Foto IL4b Detalle de la zona donde se determinó el tamaño de grano. Nótese la mancha oscura que indica la localización exacta de la siguiente fotografía

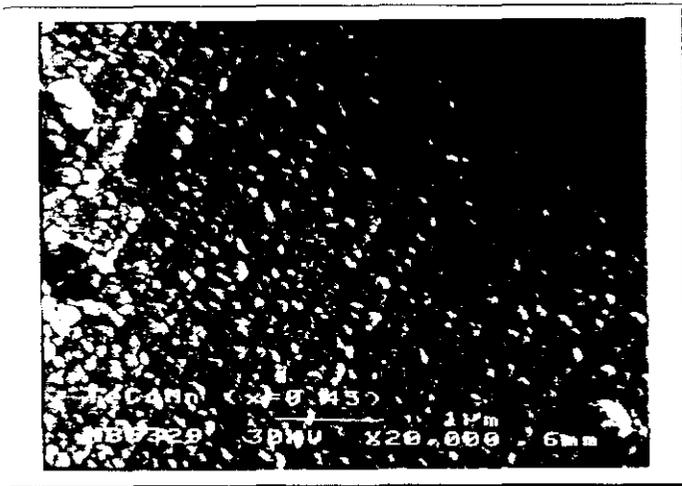


Foto IL4c Fotografía empleada para determinar el tamaño de grano. Nótese la disposición de los granos en planos, lo cual puede indicar que el material tiene facilidad para exfoliar según esos planos

Capítulo III

Estudio de las propiedades ópticas del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino

III.1 Introducción

En este capítulo se analizan las principales propiedades ópticas del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino: la transmitancia en función de la longitud de onda, la longitud de onda de corte, el índice de refracción, su poder dispersor de la luz y el factor de despolarización que introduce por el hecho de ser un material policristalino.

En líneas generales veremos que, en comparación, el compuesto tiene una transmitancia menor que la de los monocristales correspondientes, y además dispersa considerablemente los haces de luz que lo atraviesan. No obstante el valor de la longitud de onda de corte y el índice de refracción complejos son similares a los que se encuentran en la literatura para los compuestos monocristalinos. Finalmente, hay que señalar que el compuesto despolariza ligeramente la luz; sin embargo este efecto es suficientemente pequeño ($<1.5\%$) como para que no haya que tenerlo en cuenta a la hora de implementar el material en un sensor.

Las conclusiones que se desprenden de este capítulo son que el material policristalino es apto para ser utilizado en sensores magnetoópticos por fibra óptica, siempre y cuando el

espesor del elemento sensor sea del orden del milímetro. Al ser la constante de Verdet del compuesto bastante elevada (Capítulo IV), posteriormente se podrá comprobar que con espesores de este orden se consiguen sensores de sensibilidad adecuada.

Para realizar todas las medidas que se describen en este capítulo y en los siguientes, las distintas composiciones de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino fueron utilizadas en forma de láminas plano-paralelas de varios espesores. Estos se dan en cada caso. Las láminas fueron pulidas progresivamente por ambas caras con abrasivos de 12 μm , 9 μm , 3 μm , 1 μm y 0.3 μm de tamaño de grano. Esto aseguró un acabado óptico suficientemente bueno como para poder medir las propiedades del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino.

III.2 Medida de la transmitancia del compuesto $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino

Tal como se indicó en el Capítulo I, en las curvas de transmitancia del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ existe una longitud de onda por debajo de la cual el compuesto no transmite luz. Esta se denomina longitud de onda de corte, λ_c , y su valor está directamente relacionado con la composición del material (Cap. I): en la literatura existen dos expresiones muy similares entre si en las cuales se relaciona la concentración de Mn en el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ con la longitud de onda de corte, λ_c [8,22].

Para determinar una expresión análoga a las de la literatura, hemos medido la transmitancia de varias composiciones de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino. Para ello utilizamos un espectrofotómetro Perkin-Elmer modelo Lambda 2. La transmitancia se midió nanómetro a nanómetro en el rango de longitudes de onda comprendido entre 580 nm y 800 nm. Los resultados correspondientes a la composición $x=0.45$ se muestran en la figura III.1. Las otras composiciones presentan curvas de transmitancia de formas similares, pero con unos valores máximos de la transmitancia bastante menores. Esto es debido principalmente a que las muestras utilizadas tienen en su interior zonas con inhomogeneidades y defectos que dispersan la luz: estas mismas muestras son las que se utilizarán posteriormente para determinar la

constante de Verdet (Cap. IV), y como ya veremos se obtienen valores menores que los de los monocristales, hecho que no ocurre con la composición $x=0.45$ la cual está libre de defectos. No obstante, el que existan defectos en el interior de las muestras empleadas no nos impide medir λ_c ya que ésta sólo depende de la composición del material.

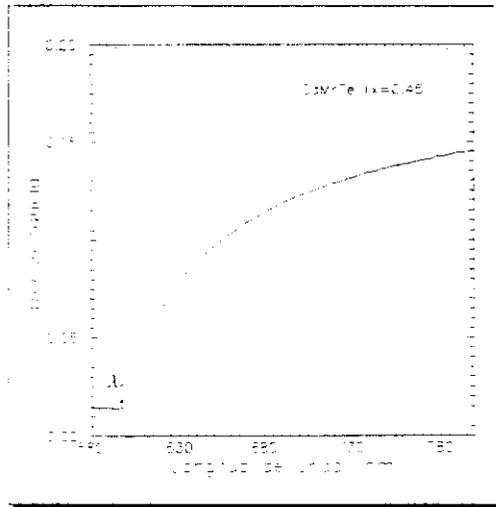


Figura III.1 Transmisancia de una muestra de Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te policristalino de 0.76 mm de espesor

En la figura III.2 aparecen las zonas de las curvas en las cuales la transmisancia se hace nula. A la vista de los valores de las λ_c para cada una de las concentraciones x podemos deducir que ambas magnitudes se relacionan por una expresión del tipo

$$E_a = \frac{hc}{\lambda_c} = 1.46 + 1.33x \quad (3.1)$$

que no difiere apreciablemente de las ya dadas por Kullendorf et al. [8]

$$E_g = \frac{hc}{\lambda_c} = 1.620 + 1.34x - 5.56 \cdot 10^{-4}T \quad (3.2)$$

y Mikami et al [22]

$$E_g = 1.47 + 1.33x \quad (3.3)$$

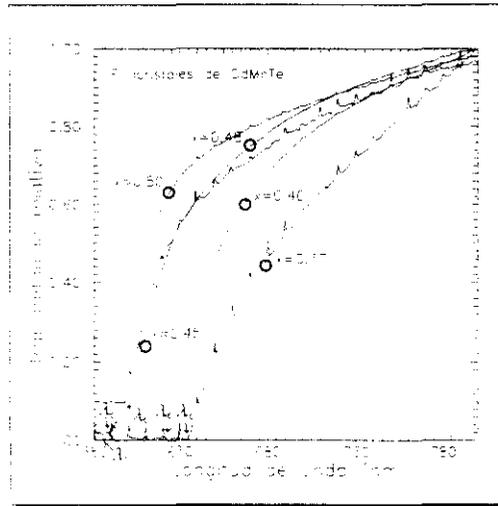


Figura III.2 Valores de la longitud de onda da corte, λ_c , para distintas composiciones, x , de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino

Na é estranho que obtemos este resultado, ya que tal como se viu en el capítulo I, λ_c depende de las bandas de absorción que están estrechamente ligadas a la posición de los tres elementos, Te, Cd y Mn, en la red del compuesto $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, que es la misma para el monocristal y el policristal.

Por lo tanto, el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino tiene los mismos niveles de absorción que el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ monocristalino, lo cual induce a pensar que la constante de Verdet sea la misma en ambos casos ya que el efecto Faraday está fuertemente vinculado a estos niveles de absorción (Cap. I). Este hecho se verá claramente en el Capítulo IV.

Para comprobar la transmitancia de un monocristal de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, se utilizó uno de composición $x=0.43$, de 2 mm de espesor, y se determinó dicha magnitud en el intervalo comprendido entre 550 nm y 850 nm (Fig. III.3). En esta se observa que λ_c es 609 nm y que la transmitancia es mucho mayor que la observada en la figura III.1. Esto se debe principalmente a que el haz de luz se transmite sin dispersarse a través del monocristal, mientras que, tal como veremos más adelante (III.4), el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino actúa como dispersor de la luz.

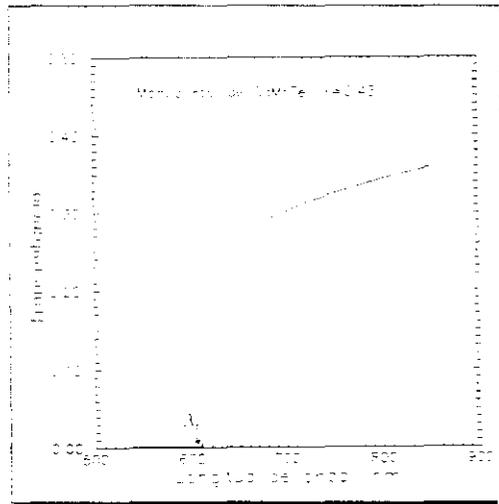


Figura III.3 Transmitancia de un monocristal de $\text{Cd}_{0.57}\text{Mn}_{0.43}\text{Te}$ de 2 mm de espesor

La transmitancia que se midió en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino (Fig. III.1), por medio del espectrofotómetro, no podemos tenerla en cuenta a la hora de diseñar un sensor en el cual vaya a ir incorporada una lámina de este material. La razón estriba en que en el espectrofotómetro el sistema de detección está bastante alejado de la posición donde se sitúa la muestra, y como ésta dispersa la luz, parte del haz se pierde antes de llegar al detector. Por lo tanto la transmitancia que se mide depende de la apertura del sistema de detección y de su distancia con respecto a la muestra. Por eso para medir la transmitancia de un material de este tipo hay que hacerlo de modo que se simulen lo mejor posible las condiciones en las que va a ser utilizado posteriormente. En nuestro caso éste va a ser empleado en sensores por fibra óptica de plástico de 1 mm de diámetro de núcleo; así que la transmitancia la medimos por medio de un sistema óptico especialmente diseñado para simular esta clase de sensores (Fig. III.4).

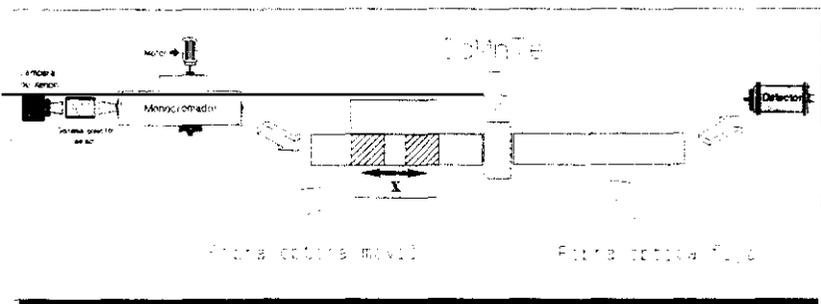


Figura III.4 Sistema empleado para medir la transmitancia en materiales dispersores de la luz con aplicación en sensores por fibra óptica de plástico de 1 mm de núcleo

El sistema está basado en hacer incidir y recoger la luz en una lámina del material, por medio de dos fibras ópticas de 1 mm de diámetro, que han sido suficientemente bien ali-

neadas y que están separadas axialmente una distancia igual al espesor de la muestra que se quiere medir. Una de las fibras ópticas está conectada a un monocromador (Jobin-Yvon H-20) que transmite la luz procedente de una lámpara de Xenón (Hamamatsu 2175) y la otra a un medidor de potencia óptica (Hewlett-Packard 8152A). Primero se mide la potencia óptica sin muestra y a continuación con muestra. El cociente entre estos dos valores nos da una idea de la transmitancia de nuestro compuesto cuando se utilice en un sensor por fibra óptica de las características ya mencionadas.

Así se determinó la transmitancia de la misma lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino que fue utilizada para obtener la gráfica de la Fig.III-1. El resultado aparece en la figura III.5. La transmitancia medida por este método es superior a la medida con el espectrofotómetro, tal como era de esperar.

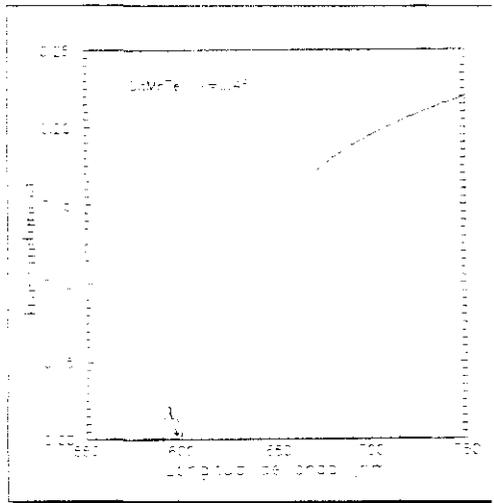


Figura III.5 Transmitancia de una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.76 mm de espesor medida con el dispositivo experimental de la figura III.4

III.2 Determinación del índice de refracción

El índice de refracción n , del compuesto $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino se determinó por medio de un elipsómetro espectroscópico (Sopra, modelo ES 4G). Estas medidas se realizaron en el intervalo de longitudes de onda comprendido entre 550 nm y 850 nm, y se tomaron medidas cada 10 nm. Los valores medidos para n aparecen en la figura III.6. En ésta se observa que el índice de refracción real tiene un valor del orden de 2.6, lo cual confiere al material un elevado coeficiente de reflexión. Para incidencia normal desde el aire, si aplicamos la relación de Fresnel

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, \quad (3.4)$$

obtenemos que el coeficiente de reflexión es del orden del 20%. Si tenemos en cuenta las dos caras del material, el 34% de la intensidad de luz incidente se reflejaría y sólo se transmitiría el 66%.

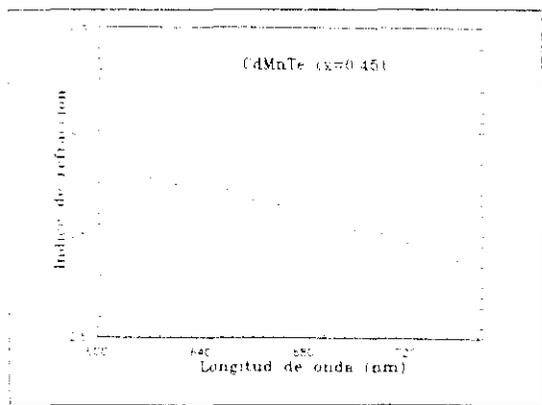


Figura III.6 Índice de refracción real, n , del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

El que la reflexión tenga una valor tan alto explica que la transmitancia para el monocristal tenga el aspecto que presenta en la figura III.3, en la cual para valores altos de la longitud de onda tiende a saturarse en torno al 40%. Con un tratamiento antirreflectante adecuado se podrían lograr transmitancias cercanas al 60%, ya que disminuiríamos el efecto de la reflexión.

III.3 Medida de la dispersión de un haz de luz colimado tras transmitirse a través del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

En el apartado anterior ha quedado constancia de que al transmitirse un haz de luz colimado a través del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino, éste se difunde por el material y emerge como un haz divergente. Este fenómeno se ha caracterizado midiendo la divergencia que introduce una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.76 mm de espesor sobre un haz de luz láser de un He-Ne. El montaje experimental utilizado (Fotos III.1 y III.2) consiste en un sistema de detección que gira con respecto a la lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino que esta situada en su eje de giro. Sobre la lámina incide un haz de luz linealmente polarizado (500:1) de un láser de He-Ne que tras atravesar la muestra sale divergente. Esta divergencia se determina mediante un detector de área pequeña (fibra óptica de plástico de 1 mm de diámetro de núcleo), que gira solidario con el sistema de detección. La muestra está situada sobre un sistema de posicionamiento de 6 grados de libertad (3 de traslación y 3 de rotación) los cuales nos permiten situarla en el eje de giro del sistema de detección y con su superficie perpendicular al haz de luz del láser. Para lograr que el perfil del haz del láser al incidir sobre la muestra fuera lo más homogéneo posible se expandió mediante un sistema formado por una lente convergente y una lente divergente, de tal modo que se obtuvo el perfil de la figura III.7. Este fue medido por medio de una cámara CCD (Pulnix, mod. DC-37) con un detector de 8.8 mm de largo por 6.6 mm de anchura, que estaba acoplada a un osciloscopio digital con disparo de TV (Hewlett-Packard 54502A). La longitud del detector equivale en el osciloscopio a 51.8 ms y la anchura del perfil del láser a mitad del altura es de 6.6 ms, o sea 1.12 mm.

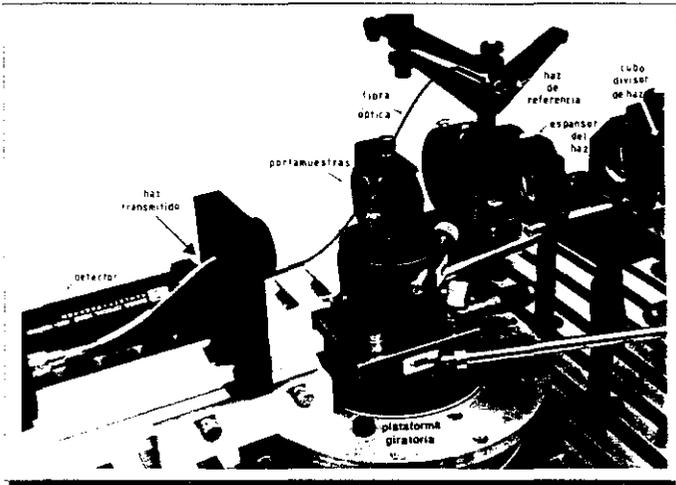


Foto III.1 Montaje experimental utilizado para determinar la dispersión de un haz de luz colimado al transmitirse a través de una lámina de $Cd_{0.56}Mn_{0.44}Te$ policristalino.

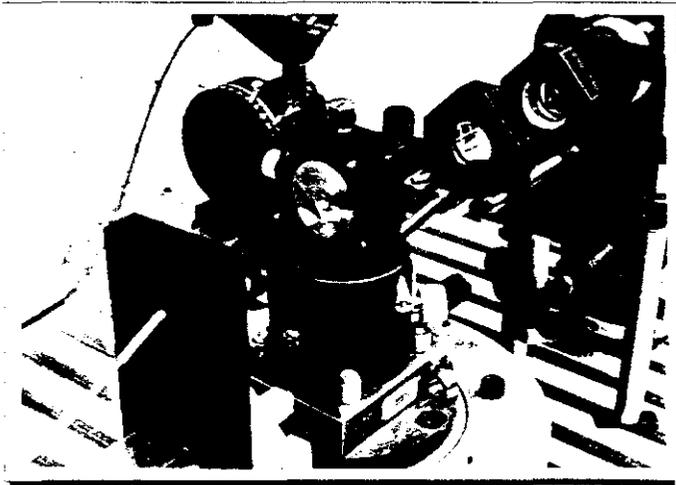


Foto III.2 Detalle del portamuestras (cilindro de latón) con la lámina de $Cd_{0.56}Mn_{0.44}Te$ policristalino sobre él (rojo brillante)

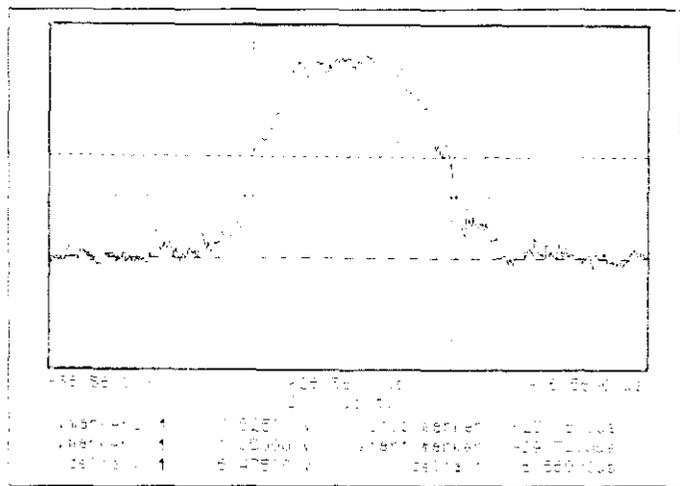


Figura III.7: Perfil del haz láser empleado en el montaje de las Fotos III.1 y III.2. La anchura del pico a mitad de altura es 6.56 ms que equivale a 1.11 mm.

El diagrama de dispersión fue medido para cuatro distancias de separación entre el detector y la lámina de $\text{Cd}_{0.25}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino: 40 mm, 65 mm, 100 mm y 150 mm. Los resultados de la potencia óptica transmitida en función del ángulo se muestran normalizados a la unidad en la figura III.8. El valor del ángulo en el cual, según nuestras medidas, está el 50% de la potencia óptica del haz en cada uno de los casos anteriores se da en la tabla III.1. En esta misma tabla se da el ángulo que subtiende el haz del láser para cada una de las distancias anteriores. Vemos que estos últimos disminuyen a medida que el detector se va alejando del eje de giro del sistema, ya que se trata de un haz colimado. Sin embargo para el caso de la transmisión a través de la lámina el valor disminuye inicialmente pero alcanza después un valor estable de 0.8° .

Tabla III.1: Angulos subtendidos en el detector (Fotos III.1 y III.2), situado a varias distancias d del eje de giro del sistema, por el haz del láser (Fig. III.7) y por éste mismo tras transmitirse a través de la lámina de 0.76 mm de espesor de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino (ver Fig. III.8)

Distancias detector-eje de giro (mm)	65	100	150
Haz láser	1°	0.8°	0.8°
Haz láser + lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$	0.99°	0.64°	0.42°

Con los datos aportados en este apartado parece evidente que el haz de luz se dispersa tras atravesar la lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino. Sin embargo, de los valores de la tabla III.1 se deduce que la divergencia del haz a mitad de altura no es la misma a corta distancia (40 mm) que a larga distancia (150 mm). Para tener una idea de como queda el haz tras atravesar la lámina se utilizó de nuevo la cámara CCD para determinar su estructura. Las imágenes (Fotos III.3 y III.4) recuerdan a las de la difracción por N aperturas espaciadas al azar en un plano [41]. Sobre una de estas imágenes se analizaron varias líneas con el osciloscopio digital, y el resultado (Fig. III.9) muestra la presencia de múltiples picos de intensidad que tienden a crecer hacia el centro del haz.

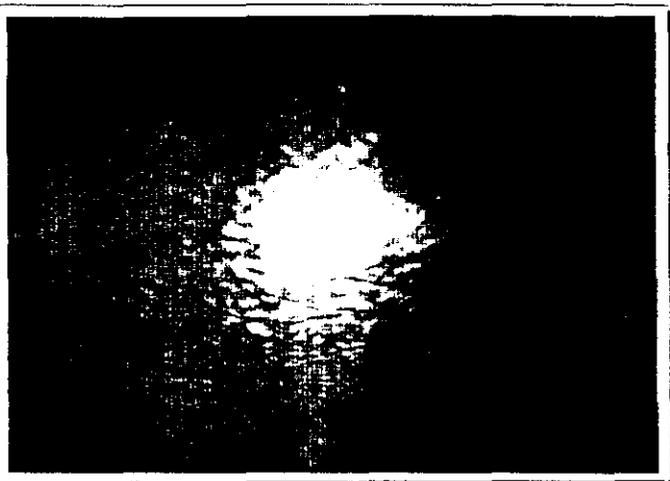


Foto III.3 Aspecto del perfil del haz láser antes de pasar a través de la muestra de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino (imagen tomada por una cámara CCD)

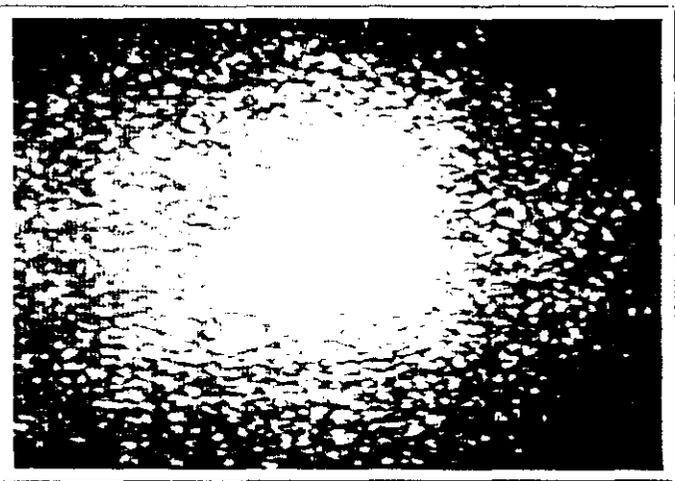


Foto III.4 Aspecto del perfil de un haz láser tras pasar a través de una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.76 mm de espesor (imagen tomada por una cámara CCD)

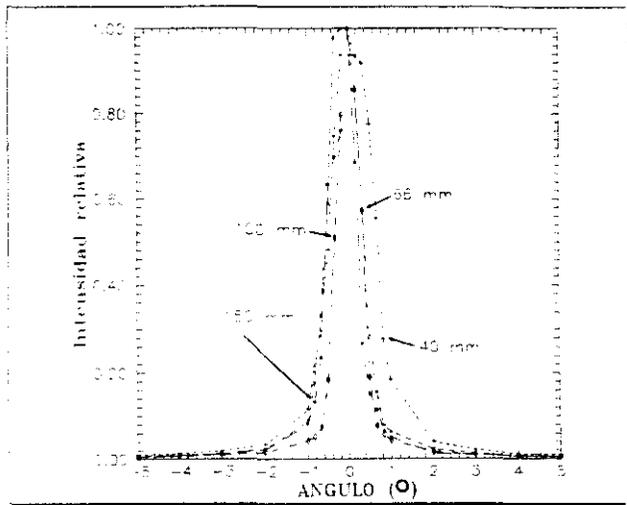


Figura III.8 Diagrama de dispersión de un haz láser tras transmitirse a través de una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.76 mm de espesor. Aparece medido a 4 distancias detector-lámina

Los perfiles del haz representados en la figura III.9 pueden ser debidos a dos fenómenos relacionados con la estructura de granos que presenta el policristal: la difracción y la dispersión de Mie. Como ya se vio en el Capítulo II el tamaño de grano del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino es del orden de 100 nm. La luz se propaga libremente a través del grano y la frontera del mismo actúa de obstáculo, con lo cual podemos considerar que ambos juegan el papel de una abertura en donde se difracta la luz. Por consiguiente, la lámina de material policristalino podemos considerar que está constituida por una serie de planos adyacentes, formados por aberturas distribuidas al azar muy próximas entre sí. Los picos que aparecen en los perfiles de la figura III.9 consideramos que son máximos de difracción, los cuales han podido ser observados ya que se verifica la relación

$$\text{Distancia de observación} \gg \text{Tamaño de la abertura}/\lambda, \quad (3.5)$$

que nos da la condición de Fraunhofer. El tamaño de la apertura es del orden de $1/6$ de la longitud de onda (632.8 nm), con lo cual la distancia a la cual se ha observado el diagrama de difracción (150mm) es más que suficiente para verificar la anterior relación.

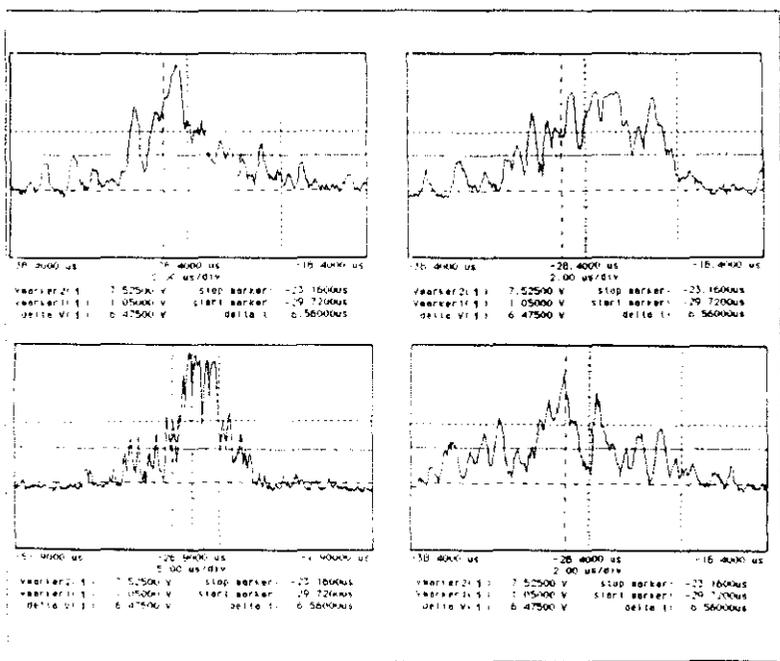


Figura III.9 Aspecto de las diversas secciones del perfil del haz láser tras atravesar la lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino de 0.76 mm de espesor. Nótese la presencia de máximos y mínimos distribuidos aleatoriamente.

El otro fenómeno al que hemos hecho referencia es el de la dispersión de Mie. Esta considera que en el caso de una esfera conductora no existe sólo difracción pura, sino que además existe una penetración parcial de la luz en la esfera lo cual da lugar a interesantes fenómenos de dispersión. Como caso límite de la dispersión de Mie se considera el de una es-

fera dieléctrica que es como nosotros consideramos a los granos del policristal. El parámetro que se define a la hora de evaluar la dispersión de Mie [42] es

$$q = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (3.6)$$

en donde a es el radio de la esfera. En nuestro caso como $q \cong 0.50$ si tiene sentido hablar de *dispersión de Mie* [42]. El *diagrama* que ahí se observa justifica que el haz de luz al incidir en el medio se disperse en todas las direcciones pero mantiene su tendencia a propagarse hacia adelante.

De los efectos señalados, la difracción y la dispersión de Mie en los granos del policristal, se puede justificar al menos conceptualmente el aspecto de las distintas secciones del perfil del haz del láser tras atravesar la lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino (Fig. III.9). No obstante el cálculo riguroso que justifique esos perfiles no se ha hecho en éste trabajo ya que escapa a sus propósitos.

III.4 Medida del factor de despolarización que introduce el $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

En el apartado anterior vimos que en la transmisión de luz a través del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino se producían fenómenos de dispersión y difracción debidos a que la estructura del policristal no es homogénea, sino que está constituida por pequeñas porciones de monocristal (granos) de unos 100 nm de tamaño en promedio y distribuidos aleatoriamente por todo el volumen del compuesto. Ya que estos fenómenos pueden afectar a la polarización de la luz en mayor o menor medida, se ha medido el factor de despolarización que introduce una lámina de 0.76 mm de espesor de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino. La determinación del factor se realizó midiendo los parámetros de Stokes de un haz de luz láser linealmente polarizado con muestra y sin muestra. Este ha resultado ser pequeño (<2%) y por lo tanto podremos aplicar el material en sensores en los cuales esté involucrada la polarización de la luz, como son los de efecto Faraday que es para lo que en principio se ha fabricado el material.

Si tenemos un haz de luz elípticamente polarizado (Fig. III.10) los parámetros de Stokes los podemos definir como [43]

$$I = \frac{c}{4\pi} \langle a^2 \rangle \quad (3.7)$$

$$Q = I \cos 2\chi \cos 2\psi \quad (3.8)$$

$$U = I \cos 2\chi \sin 2\psi \quad (3.9)$$

$$V = I \sin 2\chi \quad (3.10)$$

en donde c es la velocidad de la luz en el vacío y a , ψ y χ se definen en la Fig. III.10. Los parámetros de Stokes se pueden medir con una lámina $\lambda/4$ y un polarizador. Para ello no hay más que medir la intensidad transmitida, $I(p)$ por el polarizador y el retardador con sus ejes orientados como se indica en la figura III.13. Con estas cuatro medidas determinamos I , Q , U y V y de ahí los parámetros que nos interesan: la relación entre los semiejes de la elipse de polarización, $\tan \chi$, la inclinación de la elipse, ψ , y porcentaje de luz linealmente polarizada I_p/I que se define como $(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} / I$.

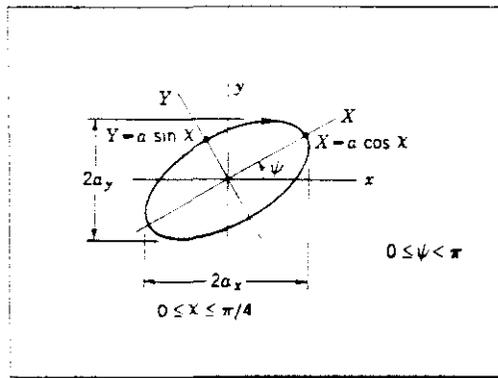


Figura III.12 Representación de un haz de luz elípticamente polarizado

El dispositivo experimental utilizado para medir los parámetros de Stokes se muestra en las Fotos III.3 y III.6. El polarizador es un prisma Glan-Thompson y la lámina retardadora es de mica e introduce un retardo de $632.8/4$ nm. Para monitorizar la intensidad del láser de He-Ne (5 mW, linealmente polarizado 500:1) y evitar que sus fluctuaciones en potencia óptica nos afecten en las medidas, se utiliza un divisor de haz que desvía parte del haz del láser hacia una fibra óptica que está conectada a uno de los dos detectores del medidor de potencia óptica (HP-81520A). El otro detector se utiliza para medir la intensidad de luz del haz del láser que se transmite sin desviarse a través de la muestra, la lámina retardadora y el polarizador. El medidor de potencia óptica nos da directamente la relación entre ambas potencias ópticas, con lo cual las fluctuaciones en intensidad que tenga el láser no nos afectan en la medida.

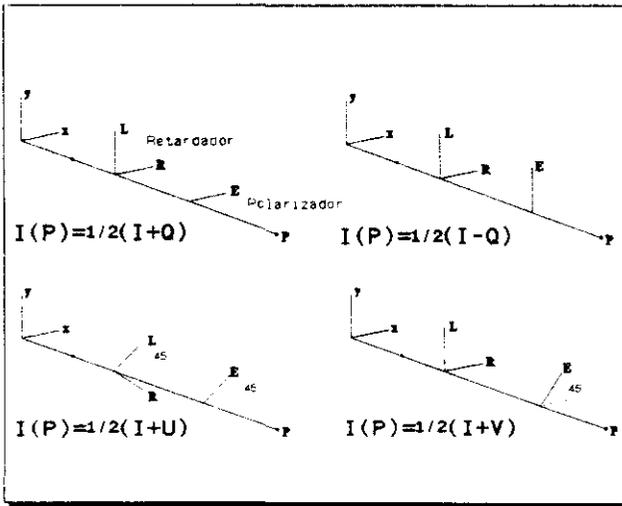


Figura III.11: Determinación de los parámetros de Stokes por medio de un polarizador y una lámina $\lambda/4$.

Antes de medir las magnitudes señaladas en la figura III.11 se determinaron las posiciones de los ejes del polarizador y la $\lambda/4$, para lo cual se retiró el divisor de haz y el porta-muestras, ya que como se pudo comprobar más tarde éstos introducen una cierta elipticidad

en el haz del láser. El eje de transmisión del polarizador se orientó de tal forma que fuera paralelo a la dirección de polarización del láser. Así que, en principio, ψ en las medidas sin muestra ha de salir en torno a 0° . Como veremos más adelante, su valor es de 0.7° , lo cual nos da idea del error experimental que cometemos al determinar los parámetros de Stokes.

En la tabla III.3 se muestran los resultados de tres medidas realizadas de los parámetros de Stokes con la lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino y sin la lámina. Además se muestran las medidas para el caso del haz del láser sin divisor de haz y sin el portamuestras. Se deducen varias conclusiones del estudio de esta tabla. Estas nos indican como evoluciona la polarización del haz de luz tras transmitirse a través de la muestra de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.76 mm de espesor:

- El porcentaje de luz polarizada disminuye entre un 1.2% y un 2.6%.
- La relación entre los semiejes de la elipse de polarización disminuye de valores en torno a 20 a valores en torno a 9.
- No se produce un giro apreciable del semieje mayor de la elipse de polarización.

Tabla III.3 : Resultados experimentales de la medida de los parámetros de Stokes de un haz de luz antes y después de transmitirse a través de una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino.

	Láser	Láser + divisor de haz + portamuestras					
	-CdMnTe	1ª Medida		2ª Medida		3ª Medida	
		-CdMnTe	-CdMnTe	+CdMnTe	-CdMnTe	-CdMnTe	
<i>I</i>	$3.893 \cdot 10^6$	280	13.02	319.3	14.37	654.8	23.45
<i>Q</i>	$-3.887 \cdot 10^6$	-278.5	-12.69	-317.5	-14.14	-651.4	-22.79
<i>U</i>	$9.700 \cdot 10^6$	12.47	-0.49	-0.1	-0.41	-32.4	-1.32
<i>V</i>	$1.910 \cdot 10^7$	22.03	1.94	34.72	0.42	61.4	0.87
ψ	-0.7°	-1.3°	1.0°	0°	0.8°	1.4°	1.6°
$x/y = \tan \chi$	42.8	19.7	8.9	11.3	10.9	20.97	8.6
I_p / I (%)	99.9%	99.9%	98.6%	100%	98.4%	100%	97.4%

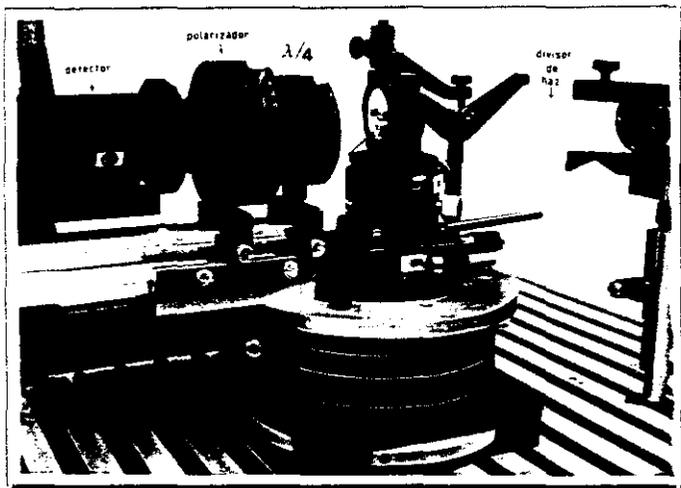


Foto III.5 Vista lateral del dispositivo montado para medir los parámetros de Stokes de un haz de luz láser tras transmitirse a través de una lámina de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino de 0.76 mm de espesor

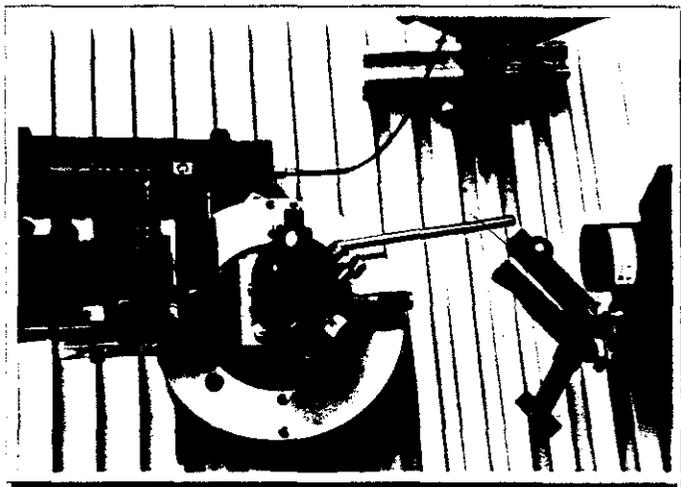


Foto III.6 Vista lateral del dispositivo de la foto anterior

A la vista de los resultados podemos concluir que el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino es adecuado para ser utilizado en sensores por efecto Faraday, ya que prácticamente no cambia el estado de polarización de un haz de luz.

Capítulo IV

Estudio de las propiedades magnetoópticas del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino

En este capítulo se hace un estudio del efecto Faraday en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino. En primer lugar se ha determinado la constante de Verdet en función de la longitud de onda, $V(\lambda)$. Este estudio se hizo para varias concentraciones del compuesto $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino. Para realizar las medidas se ha utilizado un método diseñado especialmente por nosotros para ser aplicado a materiales que dispersan la luz, como ocurre en el caso de los policristalinos. Finalmente, se da un método para hallar el valor de la constante de Verdet cuando se utilizan fuentes del tipo LED, a partir de su espectro de emisión, la función de transmisión del material magnetoóptico y la curva de dispersión $V(\lambda)$.

IV.1 Determinación de la constante de Verdet en $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino

IV.1.1 Método experimental

Se conocen varios procedimientos, descritos ampliamente en la literatura, para medir la constante de Verdet de un material [44]. En todos ellos se sitúa una lámina de espesor L del material a caracterizar entre las piezas polares perforadas de un electroimán, a través de las cuales se hace pasar un haz de luz colimado que está linealmente polarizado. Al aplicar un campo magnético conocido en el material, el plano de polarización del haz de luz gira un

cierto ángulo, el cual es medido por medio de otro polarizador y de un sistema de detección que están situados fuera del electroimán. Con los valores del espesor del material, el campo magnético aplicado y el ángulo que gira la polarización, se determina fácilmente el valor de la constante de Verdet a partir de la expresión (1.1).

Estos procedimientos, que han sido aplicados con éxito en la medida de $V(\lambda)$ para distintos materiales, no son útiles en el caso de los materiales policristalinos. La razón estriba en que el haz de luz colimado que incide sobre el policristal es dispersado, con lo cual se dificulta enormemente su detección. Téngase en cuenta que la longitud de la pieza polar es del orden de varios centímetros y que el diámetro del taladro central, a través del cual pasa la luz, ha de ser lo menor posible, para que el campo magnético en la muestra sea suficientemente homogéneo. Por lo tanto, para determinar el valor de $V(\lambda)$ en el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino, se precisa de un método de medida en el cual la luz que atraviese el material sea recogida cerca de su superficie. A continuación se describe un procedimiento original de este tipo, que es el que utilizamos para medir $V(\lambda)$ en nuestros materiales.

El método de medida empleado se basa en la modulación de la polarización y el guiado de luz por fibra óptica. Un esquema básico del dispositivo empleado se esquematiza en la figura IV.1. Como fuente de iluminación se empleó una lámpara de Xenón (Hamamatsu 2175), estabilizada en intensidad al dos por mil. La luz emitida por ésta se focaliza sobre la rendija de entrada de un monocromador capaz de resolver 2nm (Jobin-Yvon H20 con rendijas de 0.5 mm). Sobre la rendija de salida hay dispuesta una fibra óptica de plástico (FOP1) de 2 mm de diámetro de núcleo, la cual guía la luz hasta un empalme donde hay otras dos fibras ópticas de plástico, (FOP2) y (FOP3), de menor diámetro (1 mm). Estas pasan a través de una de las piezas polares del electroimán, y los haces que emergen de ellas son recogidos por otras dos fibras ópticas de plástico de igual diámetro (FOP4 y FOP5), tras haber pasado a través de los polarizadores P1 y P2. Además, uno de los haces de luz es usado como referencia y el otro atraviesa el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, con lo que si se aplica un campo magnético H en su interior, el plano de polarización rotará un ángulo θ que viene dado por la expresión

$$\theta = VHL \quad (4.1)$$

en donde V es la constante de Verdet y L el espesor del CdMnTe. La intensidad óptica transmitida por las fibras ópticas FOP4 y FOP5 se midió con un medidor de potencia óptica de dos canales (Hewlett-Packard 8152A) y luego se visualizaba en un osciloscopio digital (Hewlett-Packard 54502A).

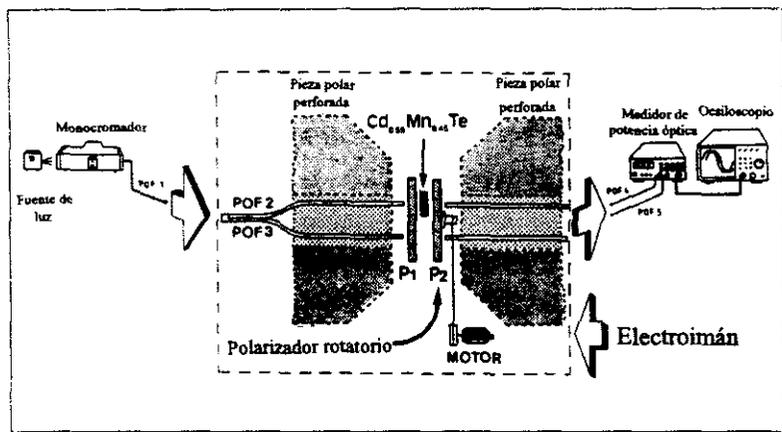


Figura IV.1 Esquema básico del dispositivo empleado para medir la constante de Verdet en función de la longitud de onda en el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino

Para modular la polarización se hizo rotar el polarizador P2 con una velocidad angular ω de tal forma que en el osciloscopio se podían ver dos señales sinusoidales desfasadas en

$$\delta = \frac{VHL}{\omega} \quad (4.2)$$

El valor de δ es medido automáticamente por el osciloscopio y el campo magnético se determina mediante una sonda Hall (Applied Magnetic Laboratories, Mod. PB71-30) la cual presenta en su superficie un indicador de la posición del semiconductor que se utiliza como detector. Este es circular y tiene 1 mm de diámetro. Para calibrar la sonda se utilizó un imán de referencia (RMT-62-500 de Applied Magnetics Inc.) de 496.1 gauss ($\pm 0.04\%$), calibrado

NBS (National Bureau of Standards). La sonda nos permitió medir con mucha precisión espacial el valor del campo magnético en la posición en la cual se pondrán posteriormente las muestras de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

El electroimán se caracterizó situando la sonda en dos posiciones distintas: 1) en la que posteriormente ocupará el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ y 2) otra de referencia en la cual permanecía la sonda Hall mientras que se realizaba la medida del desfase, δ . De esta manera se evitaba calibrar el electroimán utilizando el valor de la intensidad de corriente, I , que circulaba por las bobinas del mismo, lo cual daba errores debido a que las piezas polares presentaban algo de histéresis magnética y no siempre se reproducía el mismo valor de H para una I determinada.

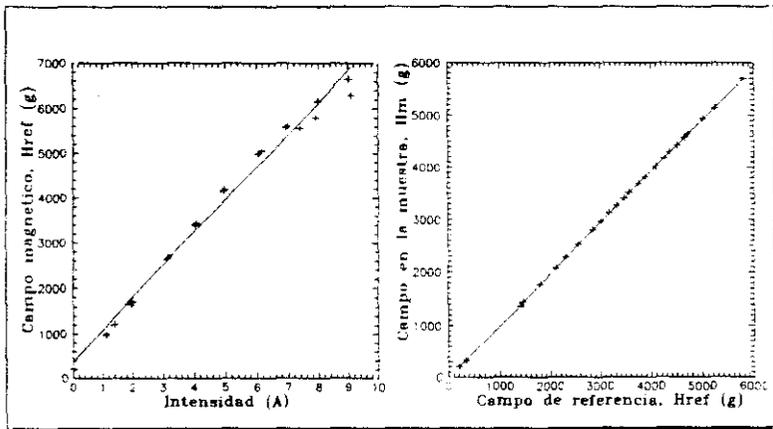


Figura IV.2 Calibración del electroimán utilizando: a) La intensidad de corriente que circula por las bobinas, y b) Una posición de referencia donde se mide el campo magnético

Por ejemplo, para una corriente de 9 A se registraron variaciones de hasta el 6.5 % en el campo magnético. El resultado de esta calibración aparece en la figura IV.2a, en la cual se representan los valores del campo magnético H en función de la intensidad de corriente I , medidos en sucesivos ciclos de funcionamiento del electroimán. Puede apreciarse en la figura

la elevada dispersión del campo magnético para valores altos de la intensidad. Por el contrario, en la gráfica correspondiente a la calibración obtenida al medir el campo magnético en las dos posiciones ya señaladas (Fig. IV.2b), se observa que todos los valores se ajustan bastante bien a la recta de calibración.

IV.1.2 Medida de $V(\lambda)$ en el $\text{Cd}_{0.63}\text{Mn}_{0.37}\text{Te}$ policristalino

La primera composición en la que se determinó $V(\lambda)$ mediante el método descrito en el apartado anterior fue la del $\text{Cd}_{0.63}\text{Mn}_{0.37}\text{Te}$. Para ello se utilizó una lámina de este compuesto de 0.53 mm de espesor y se hizo rotar el polarizador P2 a una velocidad angular $\omega=49.0\pm 0.3$ Hz. La rotación del polarizador producía dos señales sinusoidales en fase de frecuencia $\omega/2$. Tras aplicar un campo magnético H sobre la muestra, ambas señales se desfasaban entre sí en δ , tal como se aprecia en la figura IV.3.

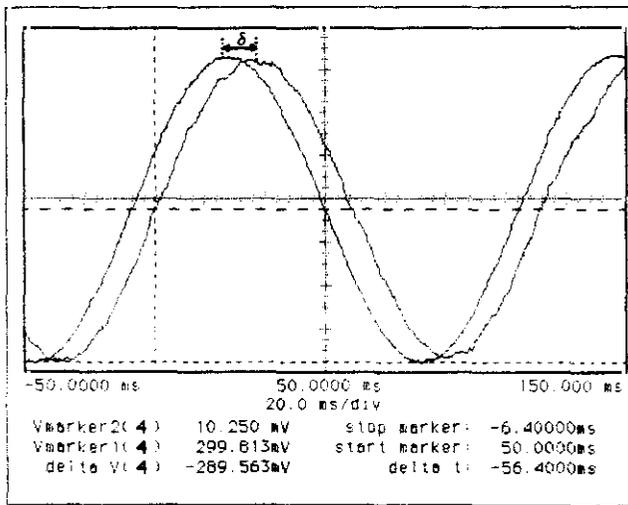


Figura IV.3 Señales sinusoidales desfasadas en δ obtenidas tras aplicar un campo magnético en la muestra

El desfase se relaciona con V a través de la expresión (4.2), lo que nos permite obtener la constante de Verdet a la longitud de onda seleccionada por el monocromador en ese momento. Esta se varió de 5 en 5 nm, dentro del rango comprendido entre 640 y 695 nm. Para cada una de ellas se midió el desfase δ para cinco valores distintos del campo magnético, comprendidos entre 0.1 T y 0.5 T. δ y H fueron medidas con un error relativo máximo que se estimó del orden del 1%. Del promedio de las constantes de Verdet resultantes se calculan los valores de V representados en la figura IV.4, obteniéndose un error en la medida menor que el 4%. Aunque $V < 0$, ya que el $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ es un compuesto paramagnético, a lo largo de toda esta Tesis la denotamos por su valor absoluto.

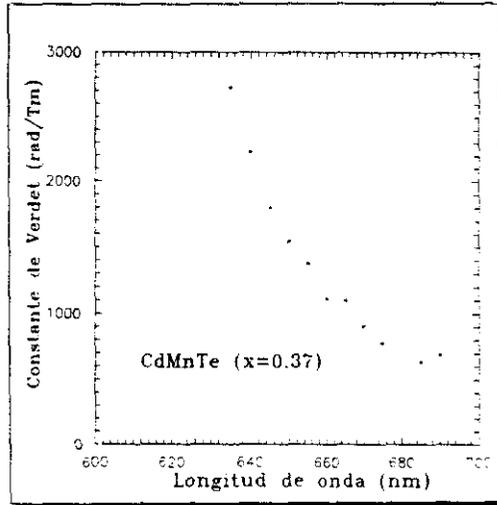


Figura IV.4 Constante de Verdet del $\text{Cd}_{0.63}\text{Mn}_{0.37}\text{Te}$ en función de la longitud de onda

En esta figura se aprecia claramente el aumento de los valores de V a medida que nos acercamos a la longitud de onda de corte, λ_c , que para este compuesto está en 637 nm (Cap.III). Tal como se vio en el Capítulo I ésta es una de las características más destacadas del efecto Faraday. A la vista de los valores de la constante de Verdet que aparecen en la fi-

gura anterior se puede deducir que el compuesto $\text{Cd}_{0.63}\text{Mn}_{0.37}\text{Te}$ policristalino fabricado tiene una constante de Verdet muy similar a la del monocristal. Aunque no se encontraron en la literatura datos exactos para establecer una comparación cuantitativa, se vio por analogía a otras concentraciones próximas ($x=0.38$) que su valor era algo inferior [22].

Las siguientes muestras que se caracterizaron fueron las de concentraciones $x=0.40$, 0.48 y 0.50 . Como ya se ha dicho en los capítulos anteriores estas muestras tenían huecos repartidos al azar en todo su volumen, en los cuales, tal como se puede suponer, la polarización no gira. Por lo tanto el espesor de la lámina que utilizamos para medir la constante de Verdet habría que sustituirlo por un espesor equivalente que sería el del volumen de la muestra que no tiene agujeros. Naturalmente éste no se puede estimar porque la distribución de los huecos es aleatoria, así que en las tres curvas de $V(\lambda)$ que se representan en la figura IV.5 no se ha tenido en cuenta esto último y sus valores son bastante menores que el de las reales. Los espesores de las láminas empleadas fueron: 0.4 mm, 0.69 mm y 0.61 mm, respectivamente.

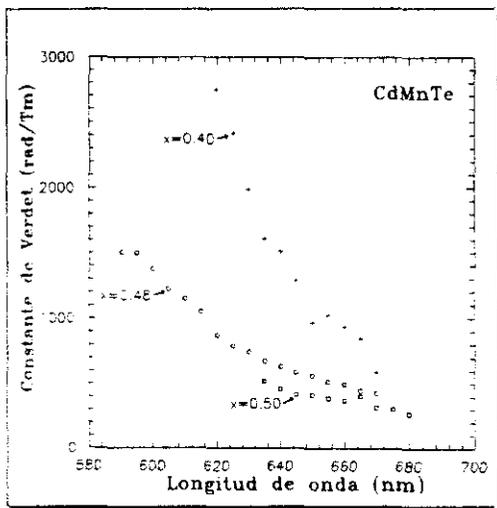


Figura IV.5 Constante de Verdet del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ en función de la longitud de onda ($x=0.4, 0.48, 0.50$)

No obstante se puede apreciar que los valores de la constante de Verdet aumentan cuando la longitud de onda se acerca al valor de λ_c , que es 622 nm para $x=0.40$, 592 nm para $x=0.48$ y 586 nm para $x=0.50$.

Finalmente se midió $V(\lambda)$ para la composición $x=0.45$ que es la que se obtuvo sin defectos estructurales. Para ello se empleó una lámina de 0.76 mm de espesor. La longitud de onda del monocromador se varió de 5 en 5 nm en el rango comprendido entre 600 y 725 nm. Los valores obtenidos se muestran en la figura IV.6.

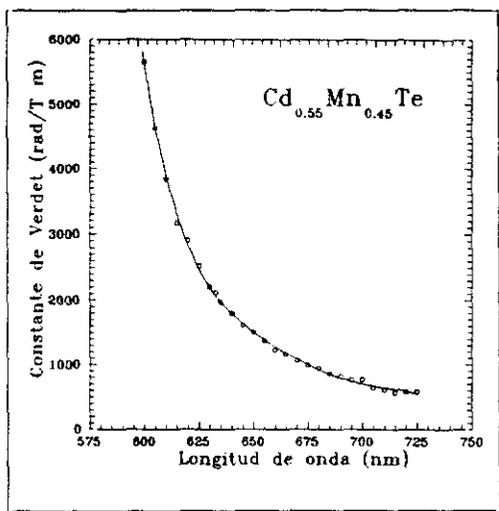


Figura IV.6 Constante de Verdet del compuesto $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

En esta figura, a diferencia de las otras, se aprecia muy claramente el incremento de los valores de $V(\lambda)$ a medida que nos acercamos a la longitud de onda de corte ($\lambda_c=598$ nm). Tal como se vio en el capítulo I, la curva puede ajustarse por una expresión del tipo

$$V(\lambda) = \frac{A}{(\lambda^2 - \lambda_c^2)}, \quad (4.3)$$

en donde $A = 1.19 \cdot 10^8$ si V viene dada en rad/T m y λ en nm y $\lambda_0 = 593.6 \text{ nm}$ que se corresponde con la longitud de onda de los niveles de energía excitónicos que son los causantes de la rotación de Faraday [22].

Para establecer una comparación cuantitativa entre las constantes de Verdet del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino y los monocristales de la misma composición descritos en la literatura, se buscó una longitud de onda fácilmente reproducible, para la cual existieran medidas de V en dichos monocristales. La más adecuada resultó ser la línea de emisión de 632.8 nm de los láseres de He-Ne. Por lo tanto se retiró la fibra óptica FOP1 del monocromador (Fig. IV.1) y se conectó a la salida de un láser de He-Ne. Las medidas que se obtuvieron aparecen en la tabla IV.1. De éstas se determinó que $V(632.8 \text{ nm}) = 1970 \pm 40 \text{ rad/T m}$. Este valor difiere en tan solo un 1.5% con el que dan Turner et al. [7] para el monocristal correspondiente.

TABLA IV.1 Valores experimentales de $V(632.8 \text{ nm})$ para el compuesto $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

Campo magnético (T)	Desfase (ms)	V (rad/Tm)
0.1928	11,3	1,915
0.2596	15,3	1,925
0.3145	19,0	1,979
0.3734	22,4	1,967
0.4146	25,5	2,009
0.4568	28,5	2,047
0.4872	29,7	1,995
0.5176	31,8	2,016

Por tanto, tal como habíamos adelantado, el valor de la constante de Verdet en el CdMnTe no varía apreciablemente por el hecho de que esté en estado policristalino. La explicación hay que buscarla en la naturaleza del efecto Faraday, el cual, tal cómo se vio en el Cap. I, se debe fundamentalmente a la posición que ocupa el Mn en la red del CdMnTe . Ya que ésta es la misma en ambos casos, mono y policristalino, ocurre que el efecto Faraday

pecto es la de las fronteras de grano; existe la posibilidad de que en estas regiones de unión entre los granos haya diversas zonas en las cuales se pierde localmente la estructura de la zinc-blenda. No obstante, el volumen que ocupan las fronteras de grano con respecto al que ocupan los granos en el policristal es prácticamente despreciable. Caso de que afectara algo al valor de la constante de Verdet, habría que emplear un procedimiento de medida más preciso que el utilizado para poder determinar la diferencia.

IV.2 Determinación de la constante de Verdet para fuentes LED

A partir de una curva similar a la de la figura IV.6 es trivial determinar el valor de la constante de Verdet de un rotador de Faraday para una fuente de luz monocromática. Sin embargo, para una fuente de luz policromática no se puede hablar de una longitud de onda característica, como es λ_{\max} en el caso de un LED (longitud de onda de su máximo de emisión) y decir que la constante de Verdet es $V(\lambda_{\max})$, ya que el efecto de la dispersión en esta constante es muy acusado. Para este tipo de fuentes lo que se define es una constante de Verdet efectiva, V_{efectiva} , que es característica de cada fuente de luz. Esta es fácilmente evaluable para cualquier tipo de fuente de luz sin necesidad de tener que determinarla experimentalmente. Para ello nos basta conocer el espectro de la fuente $P(\lambda)$, la relación de dispersión de la constante de Verdet en el material, $V(\lambda)$, y la función de transmisión de éste, $T(\lambda)$. Esta última es necesario conocerla porque modifica el espectro del haz de luz que se transmite a través del material magnetoóptico. A partir de las tres magnitudes anteriores tenemos que [22]

$$V_{\text{efectiva}} = \frac{\int V(\lambda)P(\lambda)T(\lambda)d\lambda}{\int P(\lambda)T(\lambda)d\lambda} \quad (4.4)$$

Para comprobar la relación anterior en el caso del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino se utilizó un LED del tipo SFH 752V de Siemens y el montaje de la figura IV.1, en el que en vez de la

lámpara de Xenon y el monocromador se utilizó este LED. De esa forma se midió la constante de Verdet y se obtuvo

$$V_{\text{efectiva}}^{\text{SFH 752V}} = 1070 \pm 90 \text{ rad/T m} , \quad (4.5)$$

valor que es muy importante conocerlo ya que este es el tipo de LED que se utiliza posteriormente en todos los sensores por fibra óptica de plástico basados en el efecto Faraday que se exponen en el capítulo VI.

Una vez conocido el valor experimental de la V_{efectiva} se procedió a determinarlo teóricamente, por medio de la relación (4.4). Para eso se midió el espectro de emisión del LED, $P(\lambda)$, que aparece representado en la figura IV.7. $V(\lambda)$ se da en la figura IV.6 y $T(\lambda)$ en la figura III.5.

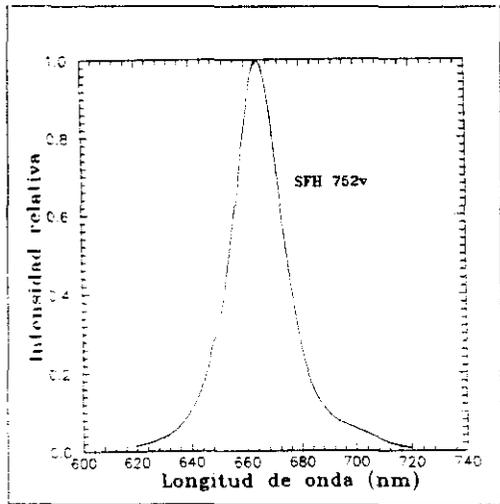


Figura IV.7 Distribución espectral de la potencia óptica emitida por el LED SFH 752V de Siemens

La expresión (4.4) la aplicamos en la forma

$$V_{\text{efectiva}} = \frac{\int_{620}^{720} P(\lambda)I(\lambda)d\lambda}{\int_{620}^{720} P(\lambda)\pi(\lambda)d\lambda}, \quad (4.6)$$

y obtuvimos que $V_{\text{efectiva}} = 1133 \text{ rad/T m}$, que es bastante próximo a la determinada experimentalmente.

Cabe destacar que el método se muestra bastante adecuado para el caso de que se conozca la variación de la distribución espectral de un LED con la intensidad de alimentación del mismo, ya que un corrimiento de 2 ó 3 nm en el máximo de emisión puede suponer una variación apreciable en la constante de Verdet, que la podemos compensar en nuestro sistema de medida sin más que aplicar (4.4).

Un ejemplo del orden de magnitud de un pequeño desplazamiento en la constante de Verdet lo tenemos en el caso de las distribuciones espectrales de la figura IV. Una de ellas corresponde al LED de la figura IV.7 y la otra al LED L3882 de Hamamatsu. Ambos están alimentados a 50 mA. Los máximos de estas curvas difieren menos de 2 nm, y su distribución espectral es prácticamente la misma. Las constantes de Verdet calculadas a partir de la expresión (4.4) para cada una de las distribuciones difieren en un 2.4%. Esto nos da una idea de la influencia de la intensidad de modulación de un LED en un sensor de campo magnético, por ejemplo (Cap. VI). Medidas experimentales hechas sobre LEDs de esta misma λ_{max} y del mismo material, GaAlAs, demuestran que el desplazamiento del máximo de emisión con la corriente de alimentación es del orden de 0.1 nm/mA. Además la distribución espectral se va ensanchando progresivamente [45].

Hay que tener especial cuidado con el efecto descrito anteriormente si se trabaja con LEDs cuya λ_{max} esté en la zona de dependencia más fuerte de la constante de Verdet con la

con la longitud de onda. Por ejemplo en el caso de la composición $x=0.45$ ocurriría con los LED de GaAsP/GaP que tienen su λ_{em} a 625 nm [46].

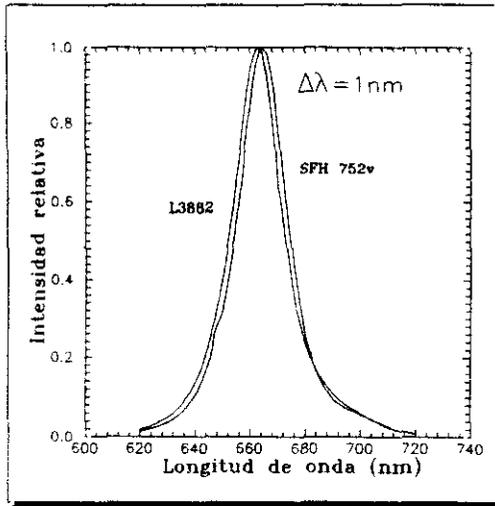


Figura IV.9 Distribución espectral de la potencia óptica emitida por los LEDs SFH 752V de Siemens y L3882 de Hamamatsu ambos alimentados a una corriente de 50 mA

Capítulo V

Sensores por fibra óptica de plástico basados en el efecto Faraday

Todos los estudios que se han realizado en los capítulos anteriores están encaminados a la utilización del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino, como elemento activo, en sensores por fibra óptica de plástico basados en el efecto Faraday. Debido a ello se ha hecho mayor hincapié en las propiedades ópticas y magnetoópticas que son las que van a dar cuenta del comportamiento de estos materiales cuando estén implementados en un sensor de este tipo.

Antes de pasar a considerar los sensores por fibra óptica de plástico que hemos desarrollado en base al $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino (Cap. VI), es necesario tratar algunos de los elementos ópticos que los constituyen. Así, a lo largo de este capítulo se analizan los distintos tipos de fibra óptica de plástico que actualmente existen y las fuentes LED para este tipo de aplicaciones. No se hace un análisis sobre los distintos tipos de polarizadores ya que existe información suficientemente detallada al respecto [47,48]. El que nosotros empleamos en los sensores es el HN-35 de Polaroid, que es fácil de manipular y su espesor es muy apropiado para nuestras aplicaciones (.25 mm). Caso de que el sensor tenga que operar en ambientes que superan los 80 °C el que se aconseja es el 800-SC de Corning, que es capaz de resistir hasta 400 °C y bajo demanda se puede conseguir con pequeño espesor.

Finalmente se hace un estudio sobre las dos topologías que pueden adoptar los sensores de efecto Faraday, que son la de transmisión y la de reflexión. En esta última se ven en detalle dos tipos de empalmes por fibra óptica de plástico que hemos desarrollado para su puesta en práctica: el empalme en paralelo y el empalme en derivación.

V.1 Fibras ópticas de plástico

El elemento conductor de luz que hemos utilizado en el desarrollo de nuestros sensores de efecto Faraday es la fibra óptica de plástico. Su elección está condicionada principalmente por consideraciones de tipo mecánico y económico. La fibra óptica de plástico frente a la fibra óptica de vidrio presenta, para 1 mm de diámetro, una serie de ventajas:

- Es más flexible y menos frágil
- Su corte y terminación para empalmes y conectores es más rápida y sencilla, gracias a que se puede emplear la técnica de pulido sobre una placa caliente
- La apertura numérica suele ser más elevada con lo que la cantidad de luz que se puede acoplar en la fibra es mayor
- Su coste está de 1 a 2 órdenes de magnitud por debajo de la de vidrio

Sin embargo es peor en determinados aspectos entre los que destacamos:

- La resistencia a agentes químicos y a la luz ultravioleta es bastante reducida. Por eso se han de utilizar siempre protegidas por cubiertas que eviten su degradación debido a este tipo de factores
- La atenuación espectral es sensiblemente superior en las fibras de plástico. Sobre todo si éstas son de policarbonato, en la que se llegan a niveles de 1.5 dB/m

Dado que los sensores que hemos diseñado están pensados para ser utilizados en aplicaciones en las que no se requieren longitudes superiores a 20-25 m y en las que la fibra va

protegida adecuadamente, las ventajas de fibra óptica de plástico sobre la de vidrio son bastante claras.

Principales tipos de fibras ópticas de plástico

Las fibras ópticas de plástico se han desarrollado en base a los plásticos de calidad óptica que presentan mejores propiedades ópticas y térmicas. Estos son: el poliestireno (PS), el polimetilmetacrilato (PMMA) y el policarbonato (PC). Con el primero de los tres se ha desarrollado alguna fibra comercial, pero han sido progresivamente desplazadas por las de PMMA, que han demostrado tener mejores prestaciones. Con fibras comerciales de PMMA se llega a tener atenuaciones del orden de 150 dB/km a 660 nm (Extra-ESKA de Mitsubishi). Sin embargo su resistencia a la temperatura es baja y no pueden operar en ambientes a más de 80 °C. Otra fibra de PMMA de la misma firma comercial con mejores prestaciones de temperatura es el modelo DH que puede operar en ambientes secos de hasta 105 °C, pero cuando el nivel de humedad es alto (>85%) su temperatura de trabajo disminuye hasta 85 °C. Su atenuación a 650 nm es de 250 dB/km para la DH [49]. Por último las fibras de policarbonato son las que presentan mejor comportamiento con la temperatura, ya que son operativas hasta 125 °C. Sin embargo su atenuación es superior a las de PMMA a 660 nm, y alcanza un valor de 1200 dB/km [50]. No obstante, a 820 nm, que es una λ_{max} bastante común en algunos LEDs, su atenuación es de 1.100 dB/km, bastante menor que la de las fibras de PMMA (1700 dB/km) [49].

La fibra de policarbonato es la que principalmente hemos utilizado en los sensores objeto de esta Tesis. En particular, ha sido la fibra Optipol de la firma Bayer (Alemania). Para conocer mejor sus características ópticas hemos medido su atenuación espectral, la apertura numérica y la variación de la potencia transmitida entre dos fibras paralelas cuando son separadas axialmente. Los resultados de estos tres test los presentaremos en el próximo apartado.

V.2 Caracterización de la fibra óptica de policarbonato Optipol (Bayer)

Diagrama de atenuación espectral

El diagrama de atenuación espectral de esta fibra se midió utilizando un dispositivo experimental como el representado en la figura V.1.

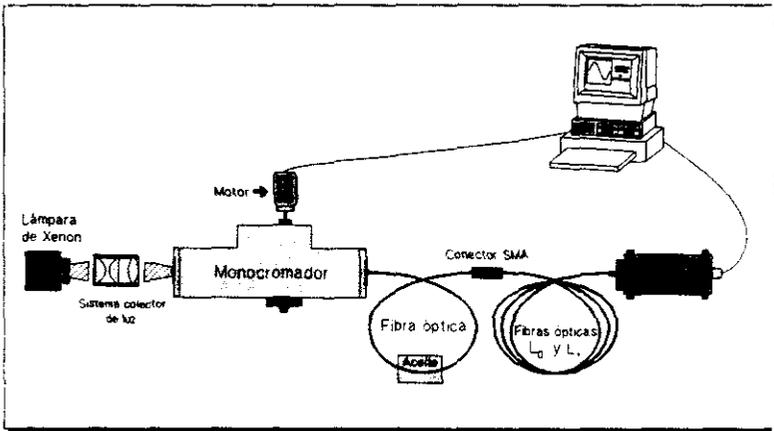


Figura V.1 Representación esquemática del dispositivo empleado para medir el diagrama de atenuación espectral de la fibra óptica Optipol

La luz emitida por una lámpara de Xenon (2175 de Hamamatsu) se focaliza sobre la rendija de entrada de un monocromador con 2 nm de resolución (Jobin Yvon H-20 con rendijas de 0.5 mm). La estabilización de la lámpara se comprobó experimentalmente. Tras permanecer de 30 a 40 minutos encendida, se estabiliza en potencia con variaciones inferiores al dos por mil (Fig. V.2).

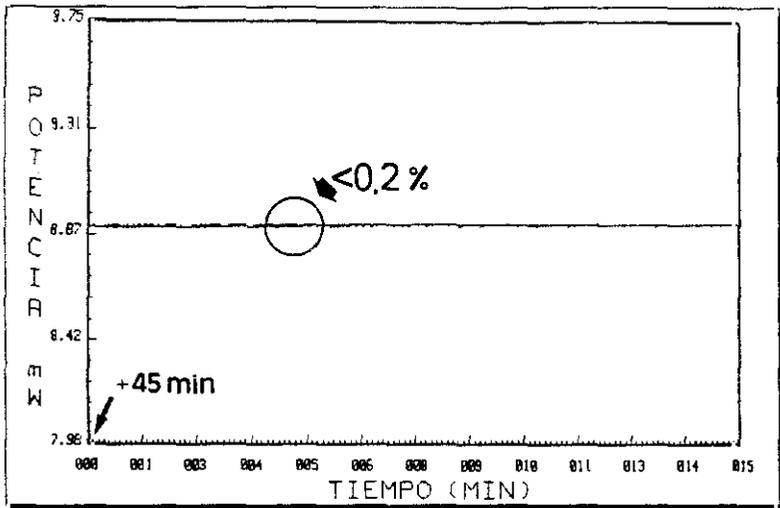


Figura V.2 Determinación experimental de la estabilización en potencia de la lámpara de Xenon 2175 de Hamamatsu

A la salida del monocromador se dispone una fibra óptica de plástico de 1 mm de diámetro, que tiene parte de su longitud sumergida en aceite de menor índice de refracción que su revestimiento. El objetivo del aceite es eliminar los modos radiativos que se propagan por el revestimiento, ya que podían falsear la medida de la atenuación espectral. Esta fibra está terminada en un conector SMA, al que se conecta la fibra en la que se va a medir la atenuación espectral. Esta, de longitud L_o , tiene su otro extremo sin conector y su terminación ha sido hecha por el método de la plancha caliente ya que con él se obtiene una reproducibilidad en la terminación bastante alta [51]. La potencia luminosa que lleva esta fibra se mide por medio de un medidor de potencia óptica (HP 8152A) que consta de un detector de 5 mm de diámetro y un acoplador especialmente diseñado para fibra desnuda de 1 mm de diámetro.

El proceso de medida consistió primero en determinar la potencia óptica en función de la longitud de onda que transmite el sistema anterior con una fibra de una longitud L_o . Esta se denominará $P_o(\lambda)$. A continuación cortamos una determinada longitud en la fibra óptica

ca, de modo que su longitud final sea L_1 . La potencia transmitida por el sistema en este caso es $P_1(\lambda)$. Finalmente, ya que la potencia de la lámpara es constante al dos por mil, la atenuación espectral de la fibra en dB/m se puede expresar como

$$\text{Atenuación (dB/m)} = \frac{10}{(L_0 - L_1)} \log_{10} \frac{P_1(\lambda)}{P_0(\lambda)} \quad (5.1)$$

Este ensayo se hizo varias veces para la fibra Optipol con $L_0=5$ m y $L_1=1$ m. Las curvas obtenidas eran prácticamente iguales, y la curva promedio se muestra en la figura V.3.

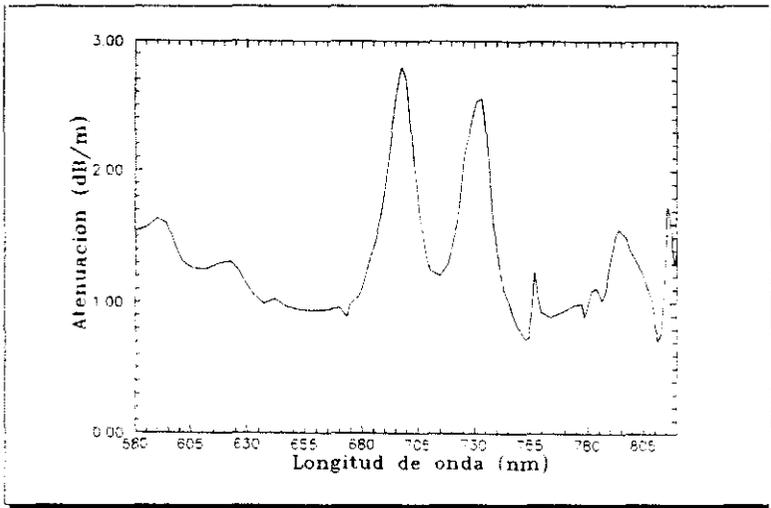


Figura V.3 Atenuación espectral de la fibra Optipol de Bayer de 990 μ m de diámetro de núcleo y 5 μ m de espesor del revestimiento

Tal como se indicó más arriba, se comprueba que la atenuación a 660 nm es mayor que en las fibras de PMMA; sin embargo a 820 nm es menor.

Apertura numérica

Para determinar la apertura numérica diseñamos y construimos un dispositivo como el esquematizado en la figura V.4a. Una fibra óptica con el extremo bien terminado se dispone sobre el eje de giro de una plataforma rotatoria y a cierta distancia, suficiente para que no afecte la difracción a la salida de la fibra óptica, se situó un detector. Al girar la plataforma, la intensidad óptica que llega al detector varía; si medimos esta variación en función del ángulo obtenemos un diagrama de distribución angular de la intensidad a la salida de la fibra óptica. La apertura numérica se obtuvo de él como el $\text{sen}(\alpha_{5\%})$ siendo $\alpha_{5\%}$ el ángulo para el cual la intensidad relativa cae al 5% de su valor máximo. Este resultó ser 34° para esta fibra óptica (Optipol) y la apertura numérica 0.56, próxima a la que se obtiene por medio de la expresión teórica [52]

$$\text{Apertura Numérica} = \sqrt{n_{\text{nci}}^2 - n_{\text{rev}}^2} \quad (5.2)$$

en donde $n_{\text{nci}}=1.587$ y $n_{\text{rev}}=1.491$ son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento de la fibra óptica, respectivamente.

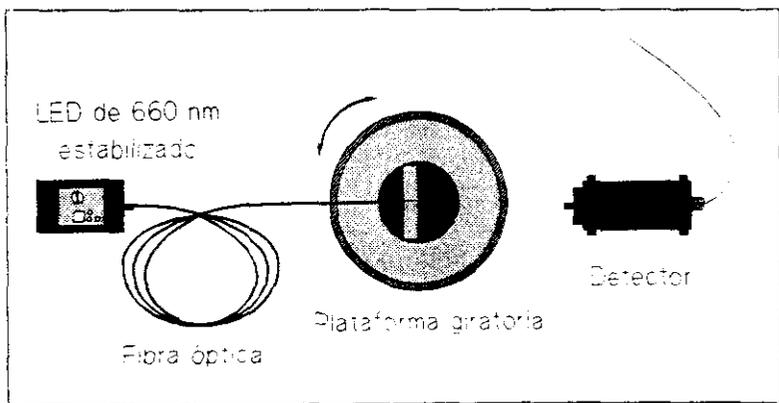


Figura V.4 Determinación de la apertura numérica en la fibra Optipol

Según (5.2) la apertura es 0.54, y el semiángulo de aceptación de la luz en la fibra óptica 33°. El valor experimental sale ligeramente mayor debido a que para longitudes cortas de fibra óptica siempre se propagan modos no guiados, que viajan por el revestimiento. En nuestro caso algunos de estos modos se han transmitido pese a recubrir una parte de la longitud de la fibra óptica con un líquido de índice superior al del revestimiento, al igual que se hizo al determinar la transmisión espectral.

Desplazamiento axial y lateral entre fibras ópticas

Para estimar la atenuación que se produce al desplazar axial y lateralmente dos fibras ópticas Optipol de 1 mm de diámetro de núcleo, dos estas se enfrentaron y se midió la disminución de la potencia óptica al separarlas lateral y axialmente (Fig. V.5).

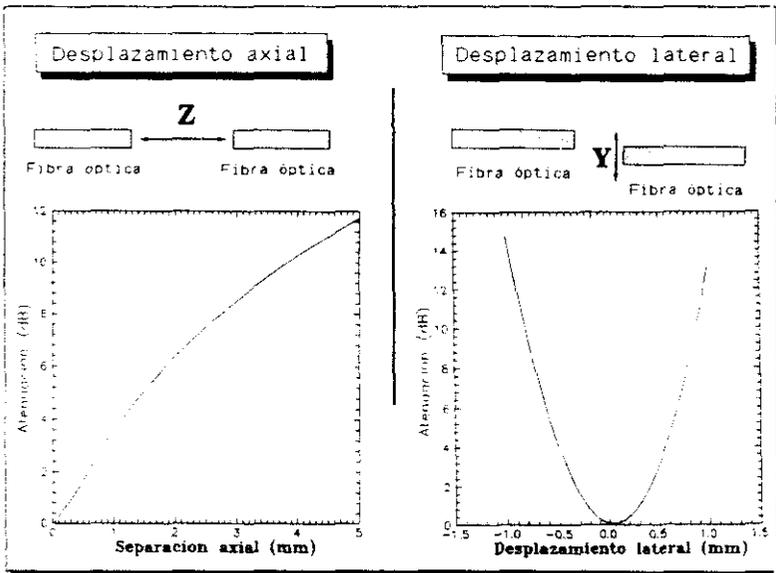


Figura V.5 Atenuación que produce al desplazar axial o lateralmente dos fibras ópticas Optipol de 1 mm de diámetro

De la figura anterior se deduce que la transmisión de luz entre las fibras es bastante sensible al desplazamiento entre las mismas. Para la fabricación de sensores con un medio magnetoóptico externo a la fibra óptica, hay que tener en cuenta el espesor del medio, ya que las fibras ópticas deberán estar separadas entre sí al menos esa distancia, ya tenga el sensor una configuración por transmisión o por reflexión (V.5).

V.3 Estudio comparativo de fuentes LED para fibra óptica de 1 mm

En los sensores por fibra óptica de plástico, la fuente de luz más idónea es la de tipo LED. Esta tiene un bajo consumo (<50 mA) y un rendimiento bastante alto; actualmente hay LEDs de hasta 15 Cd de intensidad luminosa [53]. Diversas compañías especializadas en optoelectrónica vienen desarrollando LEDs especialmente encapsulados para ser utilizados con fibra óptica de plástico. Éstos se pueden utilizar con la fibra desnuda (sin conector), como es el caso de los de Motorola [54] y Siemens [55], o por el contrario con un conector de plástico especialmente diseñado para acoplarles la fibra óptica [53].

La longitud de onda a la que la intensidad luminosa emitida por el LED es máxima suele coincidir con la de las ventanas de transmisión de las fibras ópticas de plástico. Estas son 660 nm y 820 nm para los LED de GaAlAs. Normalmente el semiconductor de este tipo de LEDs viene embutido en una resina transparente con forma de lente. Su misión es focalizar la luz que éste emite sobre la superficie de la fibra óptica. El tamaño del semiconductor es menor en los LED de infrarrojo que en los de visible, lo que hace que se pueda acoplar más luz en la fibra óptica. Además, los LED de infrarrojo son más eficientes que los de visible y emiten más intensidad.

En la elección de un LED para un sensor magnetoóptico es decisiva la respuesta espectral de la constante de Verdet, $V(\lambda)$. En el caso del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino queda descartado de antemano el empleo de LEDs de infrarrojo, ya que la constante de Verdet es muy pequeña a estas longitudes de onda (Fig. IV.6). Los de 660 nm son los adecuados en este ca-

so. Podría pensarse en utilizar otro tipo de LEDs que, aunque no estuvieran diseñados para fibra óptica, tuvieran una longitud de onda de pico menor, a fin de que la constante de Verdet fuera mayor. El problema reside en que al alejarse de la ventana de transmisión de la fibra óptica la potencia que transmite el sistema disminuye; además la transmisión del $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino también disminuye notablemente (Fig. III.5), un LED de esa clase emite bastante menos intensidad que uno de 660 nm [46].

Para realizar un estudio de los distintos LEDs que existen actualmente para fibra óptica de 1 mm de diámetro, se midió la potencia de todos ellos con el mismo montaje experimental. Los resultados aparecen representados en la figura V.6.

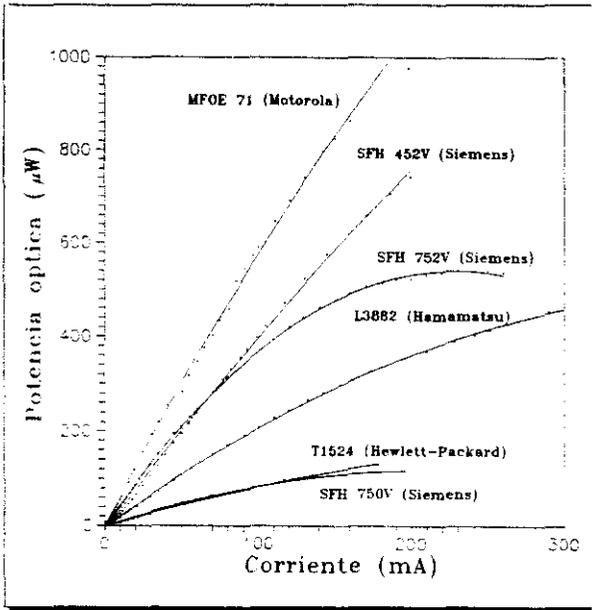


Figura V.6 Comparación de la intensidad emitida por algunos LEDs comerciales para fibras ópticas de 1 mm de diámetro

De los LEDs medidos los que más eficiencia muestran son los de infrarrojo (MFOE 71 de Motorola, y SFH 452V de Siemens), tal como era de esperar. Entre los de longitud de onda de pico cercana a 660 nm el de mayor potencia es el SFH 752V de Siemens. Este es el que hemos seleccionado para utilizarlo en los sensores que desarrollamos en el Capítulo VI.

V.4 Estudio de las topologías de los sensores basados en el efecto Faraday

Los sensores por fibra óptica basados en el efecto Faraday que utilizan un medio magnetoóptico exterior a la fibra para modular la luz pueden tener dos configuraciones que topológicamente están bien diferenciadas: la configuración por transmisión y la configuración por reflexión (Fig. V.7).

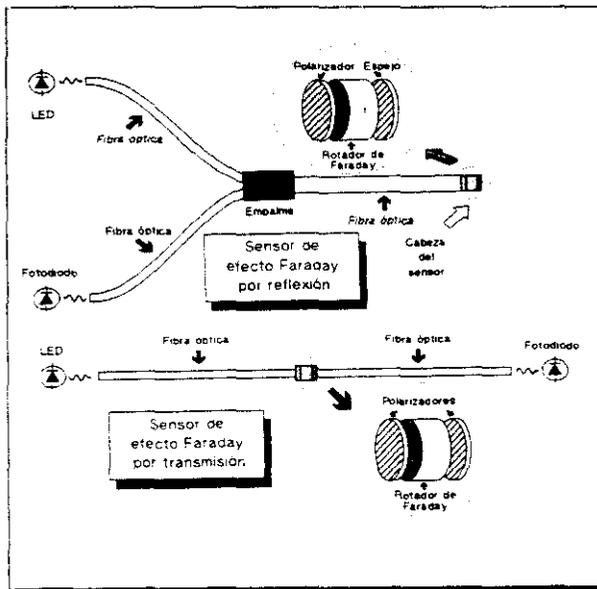


Figura V.7 Configuraciones posibles de los sensores por fibra óptica de plástico de efecto Faraday: Por transmisión y por reflexión

En los sensores por transmisión la luz que emerge de la fibra óptica conectada al LED, se polariza cuando pasa a través de un polarizador. A continuación se transmite por el material magnetoóptico y, a su salida se encuentra en su camino con otro polarizador cuyo eje de transmisión forma un ángulo ϕ con el primer polarizador. Al emerger de este último se propaga por medio de otra fibra óptica hasta un fotodiodo.

En los sensores de reflexión el haz de luz ha de recorrer bidireccionalmente parte del sistema óptico a través del mismo camino. Hay un punto del sistema óptico en el cual hay una bifurcación por la que en un sentido circula la luz emitida por el LED y en el otro la que se ha transmitido por el material magnetoóptico. Estas bifurcaciones suelen realizarse generalmente conectando dos o más fibras ópticas; como veremos en el siguiente apartado, tienen una gran influencia en la atenuación. En los sensores por reflexión, a diferencia de los de transmisión, se puede utilizar un único polarizador, ya que el haz de luz tras reflejarse en el espejo que hay detrás del material magnetoóptico, vuelve a pasar por el polarizador. Además, tal como se vio en el Capítulo I, la polarización gira en el mismo sentido tanto en el camino de ida como en el de vuelta. O sea, para el mismo campo magnético aplicado y el mismo tamaño de rotador de Faraday, la polarización gira el doble en un sensor por reflexión que en uno por transmisión.

A continuación haremos un estudio más detallado de la función de transmisión de la luz a través de cada uno de los dos tipos de sensores. Aunque el empleo de los empalmes por fibra óptica sea uno de los elementos constitutivos de los sensores por reflexión, se tratará en un apartado aparte debido a la importancia que presentan.

V.4.1 Sensores magnetoópticos por transmisión

Para determinar la función de transmisión de un sensor magnetoóptico por transmisión utilizamos el formalismo de Jones [56] en el cual cada uno de los elementos del sistema se representa por medio de una matriz 2×2 .

Consideremos la figura V.8 en la que se ha representado un haz de luz natural (no polarizado) que incide sobre un polarizador. Sea la amplitud del haz de luz incidente en un instante dado, E^i representada por

$$\begin{pmatrix} E^i \\ E^i \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

en donde hemos considerado que sus componentes E_x^i y E_y^i , que están referidas a los ejes de transmisión y absorción del polarizador, respectivamente. El polarizador se puede representar por la matriz

$$\begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix}, \quad (5.4)$$

en la que t_1 y t_2 son los coeficientes de transmisión del polarizador para las componentes de la amplitud de un haz de luz que inciden paralelas a sus ejes de transmisión y absorción, respectivamente.

Ya que el rotador de Faraday actúa como un elemento que gira la amplitud del haz de luz un ángulo θ cuando hay un campo magnético en su interior, se puede representar por una matriz de giro del tipo

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen} \theta \\ -\text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (5.5)$$

en donde hemos considerado que su coeficiente de transmisión es 1. Si suponemos que el segundo polarizador está girado un ángulo ϕ con respecto al primero, en el mismo sentido en que el rotador de Faraday gira la polarización, su efecto sobre la amplitud del campo eléctrico se expresa por el producto de matrices

$$\begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & -\text{sen} \phi \\ \text{sen} \phi & \cos \phi \end{pmatrix}, \quad (5.6)$$

en donde la primera matriz corresponde a la del polarizador y la segunda a la que indica que está rotado un ángulo ϕ .

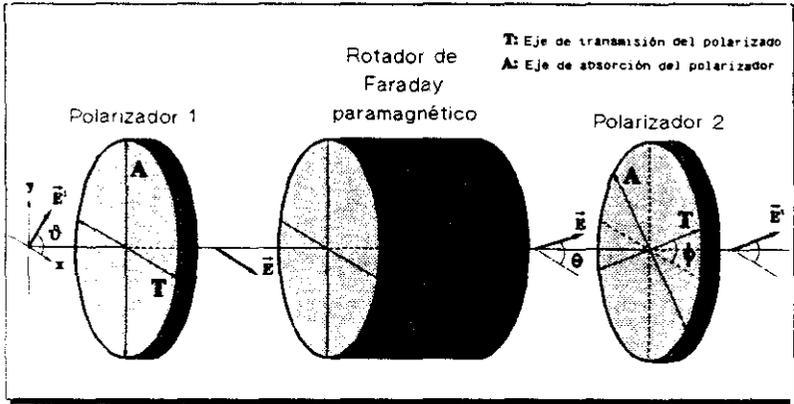


Figura V.8 Representación esquemática de los elementos que constituyen un sensor magnetoóptico por transmisión

Aplicando el producto de las matrices anteriores al vector de Jones del campo incidente, se obtiene el campo transmitido

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & -\text{sen} \phi \\ \text{sen} \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen} \theta \\ -\text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^i \cos \vartheta \\ E^i \text{sen} \vartheta \end{pmatrix}, \quad (5.7)$$

en donde al considerar la luz incidente natural, se integra en ϑ para obtener

$$I' = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |E'|^2 d\vartheta, \quad (5.8)$$

en donde I' es la intensidad transmitida por el sistema. De (5.8) se llega trivialmente a

$$I' = I^i \left[\frac{(T_1 - T_2)^2}{2} \cos^2(\theta - \phi) + T_1 T_2 \right], \quad (5.9)$$

en donde $T_1 = (t_1)^2$ y $T_2 = (t_2)^2$, e I^i es la intensidad de luz incidente. Si se anula el efecto del rotador de Faraday haciendo $\theta = 0^\circ$, la expresión (5.9) se reduce a la de dos polarizadores idénticos cuyos ejes de transmisión forman un ángulo ϕ entre sí. Al término entre corchetes de la expresión (5.9) lo denominaremos factor de transmisión del sistema

$$T(\theta, \phi) = \left[\frac{(T_1 - T_2)^2}{2} \cos^2(\phi - \theta) + T_1 T_2 \right]. \quad (5.10)$$

En las expresiones (5.9) y (5.10) habría que introducir otros términos que contabilizaran el efecto de la absorción en el rotador de Faraday, la divergencia del haz a la salida de la fibra, la separación entre las mismas, etc. Todas estas consideraciones se han hecho para un caso particular en el capítulo VI. La expresión (5.9) salvo el factor ya comentado, es la intensidad que se introduce en la fibra óptica que llega hasta el detector. Cabe esperar que la señal tenga poco nivel de continua, al contrario de lo que va a ocurrir en el caso de los sensores por reflexión, en los que un gran porcentaje de la intensidad que sale emite el LED llega al fotodiodo sin haber pasado por el rotador de Faraday. Esto se produce a causa de las reflexiones que se producen en las superficies de los distintos elementos del sistema llegan al detector por el mismo camino óptico que lo hace la intensidad que ha pasado a través del rotador de Faraday.

V.4.2 Sensores magnetoópticos por reflexión

El caso del sensor por reflexión es básicamente el mismo que el de transmisión. La única diferencia es que el haz de luz al salir del rotador de Faraday se encuentra con una su-

perficie especular en vez de con un polarizador. Por lo tanto, el giro de la amplitud en el camino de ida se suma al del camino de vuelta, con lo que (5.4) se transforma en

$$\begin{pmatrix} \cos 2\theta & \operatorname{sen} 2\theta \\ -\operatorname{sen} 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}. \quad (5.11)$$

El resto del razonamiento es el mismo, salvo que como hay un único polarizador el ángulo ϕ es igual a 0° . La expresión (5.7) nos queda en este caso como

$$\begin{pmatrix} E^i t_1^2 \cos \vartheta \cos \theta + E^i t_1 t_2 \operatorname{sen} \vartheta \operatorname{sen} \theta \\ E^i t_1 t_2 \operatorname{sen} \vartheta \cos \theta - E^i t_2^2 \cos \vartheta \operatorname{sen} \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \cos \theta + B \operatorname{sen} \theta \\ C \cos \theta - D \operatorname{sen} \theta \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

y la intensidad transmitida en un sensor por reflexión es por consiguiente

$$I^r = I^i \left[\frac{(T_1 - T_2)^2}{2} \cos^2(2\theta) + T_1 T_2 \right]. \quad (5.11)$$

A diferencia del caso de transmisión la señal que llega al detector va a ir acompañada de reflexiones en las múltiples superficies del sistema. Estas son consecuencia de que la luz va y vuelve por el mismo camino, con lo que cada vez que se encuentra una superficie se produce una reflexión que se suma con la señal de vuelta, que es la que ha pasado a través del rotador de Faraday.

Como apuntábamos anteriormente, en los sensores por reflexión es bastante importante la forma del empalme por el que se conectan la fibra óptica que sale del LED y la que llega al detector con el resto del sensor. Para resolver este problema hemos desarrollado dos tipos de empalmes bien diferenciados, analizados en el punto siguiente.

V.5 Empalmes por fibra óptica de plástico

Para hacer llegar la luz al rotador de Faraday en un sensor por reflexión aparecen dos posibles configuraciones: el empalme en paralelo y el empalme en derivación. El primero es más sencillo de fabricar y ha demostrado tener mejores prestaciones en cuanto a la potencia óptica que le llega al rotador de Faraday. La única ventaja del segundo es que en base a empalmes de su clase se podrían fabricar pequeñas redes de área local de sensores por fibra óptica de plástico.

V.5.1 Empalme en paralelo

Este tipo de empalme es el que se ha utilizado en los sensores que se describen en el capítulo VI. Básicamente consiste en dos fibras ópticas de 1 mm de diámetro que por uno de sus extremos están conectadas al LED y al detector, y por el otro están juntas y conectadas a

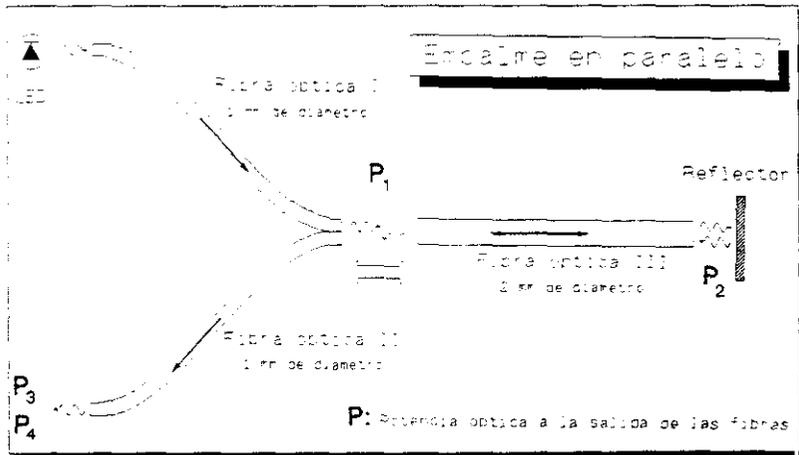


Figura V.9 Esquema de un empalme en paralelo para fibra óptica de plástico. En la figura se representan las potencias que se midieron al caracterizar el empalme

una fibra óptica de 2 mm de diámetro por la que se transmite bidireccionalmente la luz que va y vuelve del rotador de Faraday (Fig. V.9).

Se intentó determinar la atenuación en ambos sentidos para dos situaciones distintas: con aire entre las fibras y con líquido de índices. Para ello se midieron las siguientes potencias ópticas:

- P_1 : Potencia óptica a la salida de la fibra óptica I
- P_2 : Potencia óptica a la salida de la fibra óptica III
- P_3 : Potencia óptica a la salida de la fibra óptica II
- P_4 : Potencia óptica a la salida de la fibra óptica II con un reflector a la salida de la fibra óptica III

Las medidas de estas magnitudes se dan en la siguiente tabla:

Tabla V.1 Valores experimentales de la potencia óptica medida en distintos puntos del empalme de la figura V.9

	Medio entre las fibras del empalme	
	Aire	Líquido de índices
$P_1(\mu\text{W})$	342	342
$P_2(\mu\text{W})$	199	199
$P_3(\mu\text{W})$	0.92	1.07
$P_4(\mu\text{W})$	27.7	32.4

Con los datos anteriores podemos calcular la atenuación en ambos sentidos. Para ello partimos de la suposición que la reflexión en la superficie interna de la fibra óptica III es del orden del 4%, con lo que 8.23 μW son reflejados (ya que emergen 199 μW por ese extremo)

y llegan al extremo de la fibra óptica II $1.12 \mu\text{W}$. O sea, en ese sentido tenemos una atenuación de 8.7 dB, que se puede desglosar en tres contribuciones distintas:

- ❑ Atenuación debida al empalme físico (reducción de área): Esta contribución se debe al paso de luz de una superficie de área mayor a otra de menor área. En nuestro caso la relación de áreas es del orden de 4, con lo cual sólo se transmitiría la cuarta parte de la potencia óptica entre la fibra III y la fibra II, que equivale a 6 dB.
- ❑ Atenuación por el empalme físico (acabado superficial + reflexiones): Aún en el caso de que las fibras ópticas estuvieran pegadas y enfrentadas perfectamente entre sí, aparecería una cierta atenuación debida a la falta de planitud, las imperfecciones y la reflexión en la interfase. En la literatura ésta se estima entre 1.5 y 2 dB [51].
- ❑ Atenuación debida a la transmisión por las fibras ópticas: Si asumimos los valores anteriores, en las fibras ópticas tendríamos una atenuación de 0.7-1.2 dB para poder llegar hasta los 8.7 dB estimados.

Por tanto, podemos concluir que el empalme en el sentido I-III tiene una atenuación entre 1.5 y 2 dB; mientras que en el otro sentido, III-I, ésta es del orden de 7.5-8 dB.

V.5.2 Empalme en derivación:

Este empalme consiste en una fibra óptica (I) que forma un cierto ángulo ϕ con otra (II), a la cual se le ha retirado parte de su revestimiento (Fig. V.10). Para acoplar la luz entre ambas fibras ópticas se utiliza una resina epoxy cuyo índice de refracción esté comprendido entre los valores del núcleo y del recubrimiento de las fibras. Para caracterizar el empalme se definen una serie de potencias que posteriormente se miden:

- ❑ P_1 : Potencia óptica a la salida de la fibra óptica I
- ❑ P_2 : Potencia óptica en el extremo B de la fibra óptica II
- ❑ P_3 : Potencia óptica en el extremo A de la fibra II con aire en B
- ❑ P_4 : Potencia óptica en el extremo A de la fibra óptica II con un reflector en B

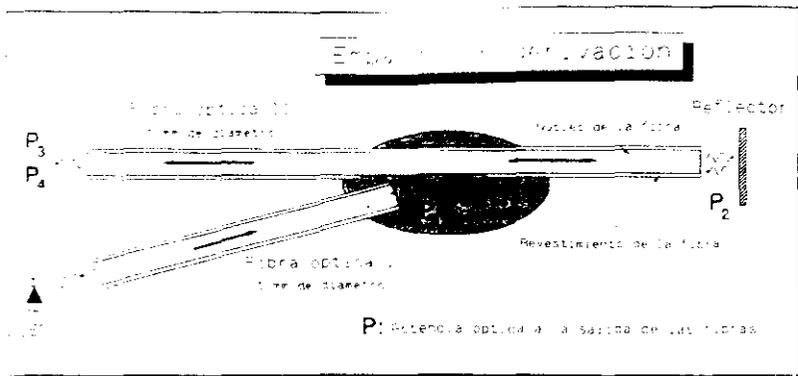


Figura V.10 Empalme en derivación realizado con fibra Optipol

La realización de estos empalmes es bastante aleatoria, ya que dependen en gran medida de la forma en la que se le quite el revestimiento a la fibra II. Si la superficie se degrada ópticamente en el proceso de pelado ocurre que la potencia óptica que introduce la fibra I se dispersa por la superficie en vez de introducirse en la fibra II. Por ello se realizaron varios empalmes de esta clase y con el que más eficiente resultó se obtuvieron las medidas anteriores. Los datos se pueden ver en la siguiente tabla:

Tabla V.2 Valores experimentales de la potencia óptica medidas en distintos puntos del empalme en derivación de la figura V.10

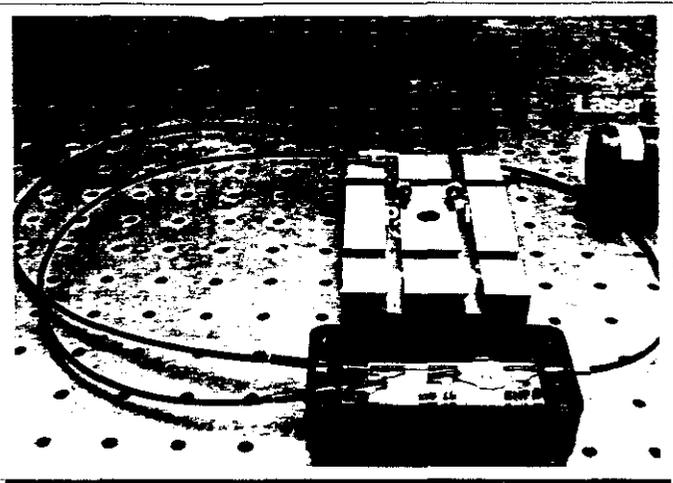
$P_1(\mu W)$	440
$P_2(\mu W)$	26.3
$P_3(\mu W)$	0.34
$P_4(\mu W)$	2.68

De los valores de la tabla anterior se deduce que estos empalmes resultan ser menos eficientes que los de tipo paralelo. Si nos fijamos en los datos P_3 y P_4 en el caso del empalme

en derivación sólo el 0.6% de la potencia que sale de la fibra óptica I es recuperado en el extremo A de la fibra óptica II. Sin embargo, en el empalme en paralelo este valor llega a ser del 9.5%.

El empalme oblicuo no está todavía conseguido, y es probable que la causa esté en la resina empleada, ya que su índice de refracción tras el proceso de curado presenta valores aleatorios. Sin embargo, en la literatura aparecen ejemplos de este tipo de empalmes con fibras ópticas de vidrio de diámetros de núcleo 10 veces menores que las nuestras [57]. Se han llegado a construir redes de hasta 10 derivaciones de este tipo. La clave reside en la forma en la cual se retira el revestimiento del núcleo sin que éste resulte dañado.

En las fotos V.1 y V.2 mostramos uno de los empalmes de este tipo realizado por nosotros. En la foto V.1 se puede apreciar como la intensidad que inyecta el láser (esquina superior derecha de la foto V.1) en la fibra óptica I sale por ambos extremos de la fibra óptica II. Nótese que es más intenso el que se transmite directamente por la fibra (P_2) que el que vuelve por la fibra tras reflejarse en su superficie (P_1). En la foto V.2 se puede ver con más detalle la zona del empalme, en la que se aprecia como se inyecta la luz de la fibra óptica I en la fibra óptica II a través de la resina.



FotoV.1 Empalme por fibra óptica de plástico en derivación

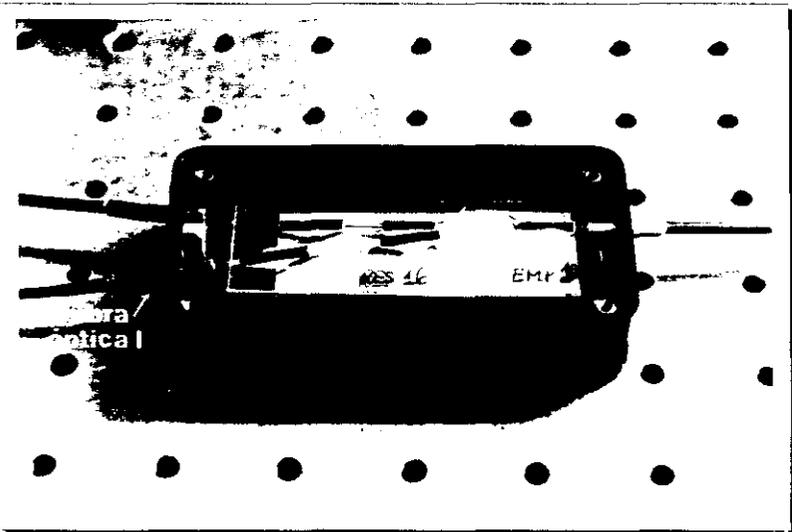


Foto V.2 Detalle de la zona del empalme donde se conecta ambas fibras

Capítulo VI

Utilización del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino para el desarrollo de sensores magneto- ópticos por fibra óptica de plástico

A lo largo de este capítulo se muestran los resultados obtenidos en lo referente a la fabricación de sensores por fibra óptica de plástico basados en el efecto Faraday. Se pretende dejar constancia de la utilidad del compuesto $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino en lo que respecta a su aplicación en sensores por fibra óptica. Las ideas básicas de alguno de los sensores aquí expuestos ya existían en la literatura e incluso, en el caso del magnetómetro, se han desarrollado sensores de configuraciones similares que están basados en monocristales de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Sin embargo lo que nosotros aportamos como novedoso, aparte de la utilización del compuesto policristalino, es que estos sensores los hemos diseñado y construido en base a fibras ópticas de plástico de gran diámetro de núcleo. En la literatura, las aplicaciones que aparecen sobre esta clase de sensores se basan en el empleo de fibras ópticas de vidrio, de diámetros de núcleo que oscilan entre $100\ \mu\text{m}$ y $200\ \mu\text{m}$, que tienen que llevar lentes GRIN para colimar el haz de luz a su salida [8,35,58]. Incluso deben de llevar empalmes de fibra óptica que, a causa de las dimensiones del núcleo, son mucho más difíciles de conseguir que el empalme en paralelo que se ha propuesto en el capítulo anterior. Además, la fibra óptica no puede acoplarse desnuda al emisor y al receptor, sino que necesita de elementos conectores específicos. El empleo de todos estos elementos no aporta nada nuevo desde el punto de vista conceptual, y complica y encarece bastante la realización del sensor. Por eso hemos recurrido en nuestros sensores al empleo de fibra óptica de plástico de 1 mm de núcleo, con lo que eliminamos todos los inconvenientes que se derivan de la utilización de la fibra de vidrio de núcleo de pequeño diámetro.

VI.1 Desarrollo de un magnetómetro

VI.1.1 Aspectos generales de los magnetómetros por fibra óptica basados en el efecto Faraday

En los magnetómetros por fibra óptica basados en el efecto Faraday el campo magnético actúa sobre la luz que se transmite por una fibra óptica o bien sobre la que se transmite por un medio magnetoóptico externo. En el primer caso es necesario que la fibra óptica mantenga la polarización y por lo general se emplean fibras monomodo de baja birrefringencia. Sólo algunos trabajos se han desarrollado a este respecto, como es el de Shiraishi et al. [59] en el que utilizan fibra de vidrio FR-5 que tiene una constante de Verdet de -0.25 min/Oe cm a 632.8 nm. Otro trabajo es el de Antonov et al. [50] que utiliza 4.5 m de fibra óptica de vidrio ($V_{632.8} = 0.0128$ min /Oe cm) enrollados en una bobina, con la cual miden campos magnéticos con una sensibilidad de 5×10^{-2} Oe. La utilización de este tipo de magnetómetros ha quedado prácticamente relegada a la medida del campo magnético asociado a la corriente eléctrica en las líneas de alta tensión. Esto se debe a que para conseguir una sensibilidad adecuada el arrollamiento de la fibra óptica ha de tener una longitud del orden del centímetro [61], lo que implica que el sensor sólo obtiene el valor medio del campo magnético si éste presenta fluctuaciones por debajo de ese rango, hecho que ocurre con el campo magnético asociado a las líneas de alta tensión.

El otro tipo de magnetómetros, los que utilizan un medio magnetoóptico exterior a la fibra, ha encontrado más aplicaciones, como se ve en la literatura. En general podemos agruparlos en dos clases, según utilicen rotadores de Faraday ferromagnéticos (granates de Y, Bi, etc.) o paramagnéticos (ZnSe, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, etc.). Los primeros se utilizan para la detección de campos magnéticos pequeños, del orden del mT [62,63], y han demostrado ser de gran sensibilidad a bajas frecuencias, con ruidos de sólo $10 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [61]. Para medir campos magnéticos mayores se utilizan los magnetómetros basados en materiales paramagnéticos, ya que sus constantes de Verdet ($V \sim 1940$ rad/Tm a 633 nm para el $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ [64]) son inferiores en varios órdenes de magnitud a la de los materiales ferromagnéticos ($V \sim 13.000$ rad/T m a 800 nm en saturación (22.8 mT) [65]). Con el magnetómetro que se detalla más adelante, basado en $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino, se han medido campos entre 0 y 1 T con

una sensibilidad de 3 mT. Otros autores han desarrollado magnetómetros de sensibilidades similares que utilizan monocristales de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [8]. Entre las características más atractivas de este tipo de sensores encontramos su elevada velocidad de respuesta, que puede llegar a ser del orden del ns [34], así como su independencia de la temperatura para valores comprendidos entre $-20\text{ }^\circ\text{C}$ y $+60\text{ }^\circ\text{C}$ [22]. Esta última característica se debe a que se puede ajustar la concentración del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ de acuerdo con la longitud de onda de la fuente de luz que se va a utilizar, de tal modo que la constante de Verdet sea independiente de la temperatura en un determinado rango [8].

VI.1.2 Diseño de un magnetómetro basado en $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino

Durante el desarrollo de uno de los sensores expuestos más adelante (VI.2.3), fue indispensable conocer el campo magnético a lo largo del eje de un imán al que se le había practicado un taladro de 3.3 mm de diámetro. Ante la imposibilidad de encontrar una sonda Hall de tan reducidas dimensiones, se recurrió a fabricar un magnetómetro que utilizara una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino como elemento sensor.

Este está basado en una lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.55 mm de espesor situada entre un polarizador (HN-35 de Polaroid) y un espejo de Mylar (Fig. VI.1). Los tres elementos están dispuestos en el extremo de una fibra óptica de PMMA de 2 mm de diámetro de núcleo (FOP3), por la que se transmite bidireccionalmente la luz emitida por un LED de $\lambda_{\text{max}}=660$ (SFH 752 de Siemens), que llega a FOP3 por medio de una fibra óptica de 1 mm de diámetro de núcleo (FOP1). Después de pasar a través del polarizador y del material se refleja en el espejo y es guiada hasta el detector (fotodiodo BPW 34) por las fibras ópticas FOP3 y FOP2. La conexión entre las tres fibras ópticas es un empalme en paralelo del tipo de los explicados en el capítulo V.

Cuando aparece un campo magnético en el interior del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$, el plano de polarización de la luz rota dentro de él un ángulo

$$\theta = 2V_{efectiva} \int_0^d H(x)dx , \quad (6.1)$$

en donde $V_{efectiva}$ es la constante de Verdet del $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino para el LED empleado, d es el espesor de la lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$, y $H(x)$ es el valor del campo magnético en su interior. Si suponemos que este último es constante y de valor H (lo cual es bastante acertado ya que la lámina es muy estrecha, $d=0.55$ mm), la expresión anterior queda

$$\theta = 2V_{efectiva}Hd . \quad (6.2)$$

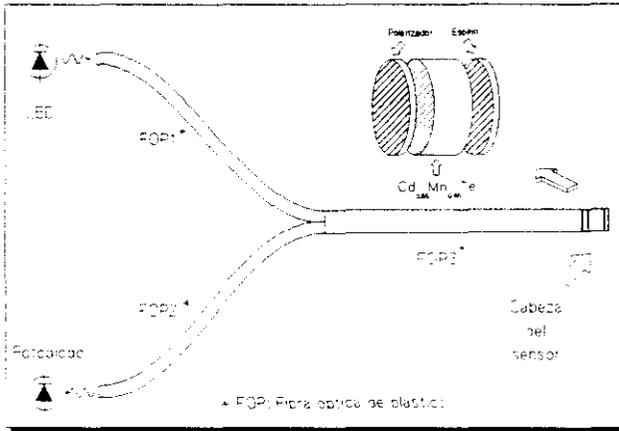


Figura VI.1 Esquema del magnetómetro por fibra óptica de plástico basado en una lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino de 0.55 mm de espesor

Por consiguiente, la intensidad de luz recibida por el fotodiodo en función del campo magnético es

$$I = A + KB \cos^2(2V_{efectiva}Hd) , \quad (6.3)$$

en donde K es una constante que tiene en cuenta la atenuación óptica en el sistema, B es la intensidad inyectada por el LED (SFH 752V de Siemens, $\lambda_{\text{max}} = 660 \text{ nm}$) en la fibra óptica FOP1 y A es un parámetro que está relacionado con las reflexiones en las superficies de los distintos elementos del magnetómetro. La fotocorriente generada por el fotodiodo es amplificada con un amplificador operacional de ganancia $-G$ en configuración de transimpedancia y a continuación se resta $A + KB$ con lo que se obtiene que la respuesta en voltaje del magnetómetro en función del campo magnético aplicado sobre la lámina de $\text{Cd}_{0,55}\text{Mn}_{0,45}\text{Te}$ es

$$R = C \sin^2(2V_{\text{efectiva}}Hd) \quad (6.4)$$

donde C es una constante que es igual a $-GKB$. Ya que conocemos V_{efectiva} y d , si medimos la función $R(H)$ podremos determinar C . $R(H)$ se determinó con un dispositivo experimental como el esquematizado en la figura VI.2, en la que se observa que el magnetómetro está situado entre las piezas polares de un electroimán. La parte sensora del magnetómetro se ha introducido a través de una de ellas, que tiene un taladro de 3.3 mm de diámetro. La otra pieza polar no está perforada y es sobre su superficie en donde se sitúa el magnetómetro con una sonda Hall de reducidas dimensiones adherida a su superficie. Esta es la zona del entrehierro del electroimán en donde el campo magnético es mayor y más homogéneo, tal como sucede en la figura VI.3. En ésta se muestra la variación del campo magnético con respecto a su valor máximo, en función de la posición de la sonda en el eje del entrehierro; esto se hace para varias intensidades de alimentación del electroimán. Se aprecia que a medida que la intensidad disminuye el campo magnético deja de ser homogéneo. En las proximidades de la pieza polar perforada las variaciones de H son considerables (se alcanzan valores de hasta el 5%).

La sonda Hall utilizada es la misma que se empleó para determinar $V(\lambda)$ (Cap. IV). Dado que ésta tiene el semiconductor prácticamente pegado a su superficie y la lámina de $\text{Cd}_{0,55}\text{Mn}_{0,45}\text{Te}$ está a 0.6 mm del extremo del magnetómetro donde está adherida la sonda, consideramos que el campo magnético aplicado sobre ambos elementos es el mismo, tal como se deduce de la figura VI.3.

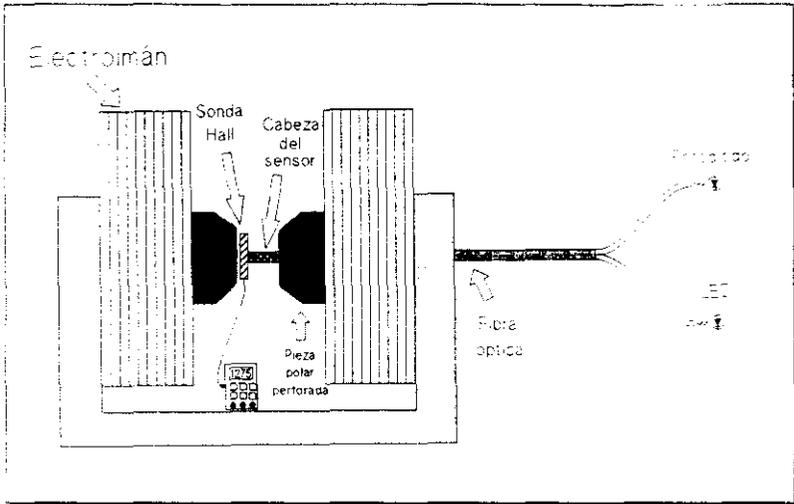


Figura VI.2 Calibración del magnetómetro por fibra óptica representado en la figura VI.1

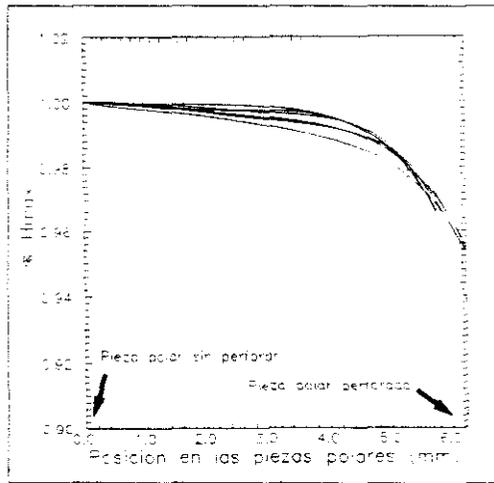


Figura VI.3 Campo magnético entre las piezas polares para varias intensidades de alimentación del electroimán

La respuesta del magnetómetro, H/R , fue determinada experimentalmente (Fig. VI.4). La curva obtenida se ajusta a la expresión

$$R = C \sin^2(0.456H), \quad (6.5)$$

en donde R está expresado en mV y H en gauss. En la figura se aprecia que existe una zona bastante amplia de la curva en la cual la respuesta del magnetómetro es prácticamente lineal frente al campo magnético.

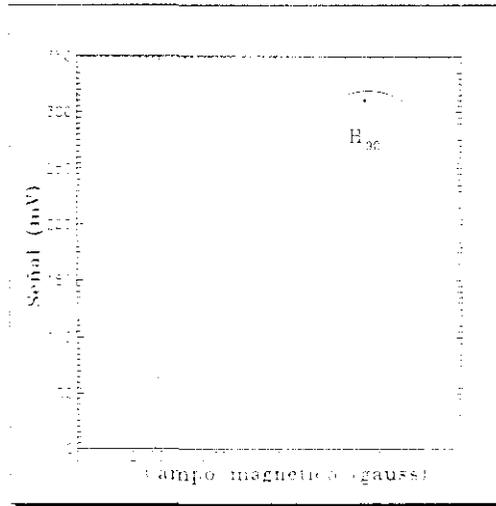


Figura VI.4 Función de calibración del magnetómetro. El valor máximo de la curva corresponde a $H_{90} = 1.029$ T

El valor máximo de la curva se corresponde con un giro de 90° en la polarización en el interior del $\text{Cd}_{0.43}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$. El valor del campo magnético para el cual ocurre lo denominaremos H_{90} y es igual a 1.029 T. Con este valor de H y $d=0.55$ mm, podemos determinar a partir de (6.1) que el valor de la constante de Verdet para la luz emitida por el SFH 752V es

$V = 1390$ rad/Tm. Sin embargo, este valor no coincide con el que se midió en el capítulo IV que era $V_{SFH\ 752V} = 1070 \pm 90$ rad/Tm). Para cerciorarnos de que la V obtenida con el magnetómetro es correcta se calibró éste de nuevo utilizando una técnica similar a la del capítulo IV para medir el campo magnético entre las piezas polares. El resultado obtenido fue $V = 1470$ rad/Tm, que es similar al medido inicialmente. Por lo tanto, por algún tipo de fenómeno que hasta ahora no hemos considerado se amplifica la constante de Verdet en el magnetómetro. La explicación a este hecho, que es fundamental en la comprensión de los dispositivos que operan por efecto Faraday, la damos en el siguiente apartado.

VI.1.3 Amplificación de la constante de Verdet en sensores por fibra óptica

Hasta ahora hemos considerado que la luz recorre una única trayectoria en el interior del material magnetoóptico, que es igual a su espesor o al doble del mismo (caso de los sensores por transmisión y por reflexión, respectivamente). El ángulo θ que gira el plano de polarización es proporcional a la distancia recorrida en el medio (6.1). Sin embargo, resultados tales como los del apartado anterior nos inducen a pensar que parte del haz de luz que emerge de la muestra se refleja en la superficie de salida de tal modo que al volver de nuevo a ella su plano de polarización haya girado 2θ . A su vez, parte de su amplitud se reflejará de nuevo en esta superficie y volverá tras haber girado 3θ , ..., $n\theta$ (Fig. VI.5). Aunque la amplitud de los sucesivos haces es cada vez menor, su influencia en el giro total de la polarización, Θ , puede llegar a ser importante si el coeficiente de reflexión del material magnetoóptico es suficientemente elevado. En el caso del $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ policristalino, la reflectancia para incidencia normal es $R = 0.201$ (Cap. III), que como veremos más adelante es suficiente para que el haz correspondiente a 3θ sea significativo en el giro total del plano de polarización. La constante de Verdet del material pasa a tener un valor mayor que denominamos V' , y a este efecto lo denotaremos **amplificación de la constante de Verdet**. En base a un sencillo modelo que tiene en cuenta los distintos elementos ópticos que se utilizan en los sensores magnetoópticos por reflexión (MORS), así como la distribución espacial de luz a la salida de una fibra óptica de plástico, explicamos los valores de la constante de Verdet del apartado anterior. Posteriormente aplicamos el modelo al caso de la medida de la constante de Verdet por transmisión

(Cap. IV) y observamos que la influencia de la reflexión en el valor de $V(\lambda)$ medido es inferior al 2.6%.

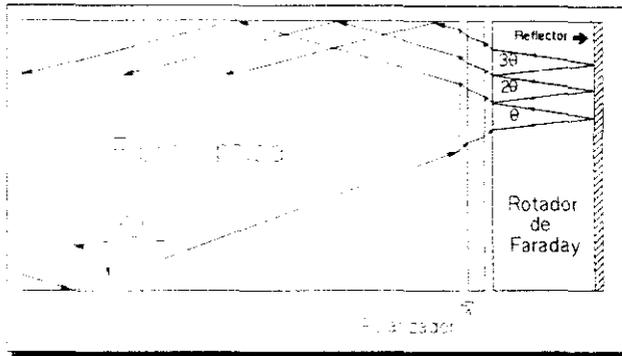


Figura VI.5 Esquema de la formación de múltiples reflexiones en el interior de un sensor magnetoóptico por reflexión

VI.1.4 Cálculo del efecto de las reflexiones múltiples en un sensor tipo MORS

Sea un sensor magnetoóptico por reflexión (MORS) como el de la figura VI.6, en el que el haz de luz que emerge de una fibra óptica de radio r_f y apertura numérica $\text{sen } \alpha_{\text{max}}$, atraviesa un polarizador de espesor t_{pol} y una lámina de material magnetoóptico de espesor t_m para reflejarse después en un espejo adherido a la superficie de la lámina que hace que regrese finalmente a la fibra óptica. Si en la lámina magnetoóptica existe un campo magnético constante H , el ángulo que gira el plano de polarización del haz de luz es $\theta = 2Ht_m V_p$. Puede considerarse que parte de la amplitud del haz se refleja en la superficie del rotador de Faraday, con lo que volverá a transmitirse a través de él y regresa con el plano de polarización girado un ángulo 2θ . A su vez, un porcentaje de ésta se vuelve a reflejar y gira 3θ . Este proceso ocurre indefinidamente, hasta que se extingue en su totalidad el haz de luz.

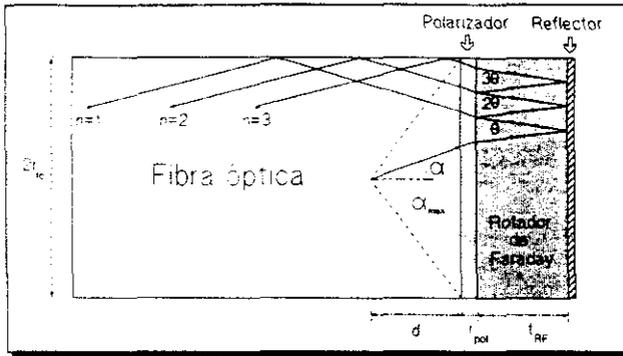


Figura VI.6 Representación esquemática de la aparición de múltiples reflexiones en un sensor tipo MORS

Para determinar qué porcentaje de la amplitud del haz emitido por la fibra óptica gira un determinado ángulo $n\theta$, hay que considerar la trayectoria de todos los rayos que lo componen así como la atenuación en el rotador de Faraday y el coeficiente de reflexión de su interfase con el polarizador. A tal efecto hemos considerado que el cono de emisión de la luz en la fibra óptica tiene su vértice a una profundidad de su superficie igual a

$$d = \frac{r_{fo}}{\text{sen}(\alpha_{\text{max}})} \quad (6.6)$$

ya que a efectos del trazado de rayos nos simplifica bastante la geometría del problema. De otro modo tendríamos que suponer que todos los rayos de luz tienen su origen en distintos puntos de la superficie de la fibra óptica, con el consiguiente aumento de complejidad del problema.

Mediante la aplicación de la ley de Snell en las sucesivas superficies de los elementos del sensor (Fig. VI.6), se ha calculado la trayectoria de un rayo que forma un ángulo α con el eje de la fibra óptica y se ha determinado la altura del punto de corte del rayo al llegar a cada una de las superficies, considerando que el rayo sufre n reflexiones. El resultado indica que

hay un valor límite de α , por encima del cual no vuelve el rayo a la fibra óptica. Este valor que depende del parámetro n , lo denominaremos α_{lim} y es el resultado de la ecuación

$$\frac{r_n}{\text{sen} \alpha_{\text{max}}} \tan \alpha + 2t_{\text{pol}} \tan\left(\text{asen}\left(\frac{\text{sen} \alpha}{n_{\text{pol}}}\right)\right) + 2nt_{\text{rf}} \tan\left(\text{asen}\left(\frac{\text{sen}(\alpha + \beta 2\pi)}{n_{\text{rot}}}\right)\right) - r_{\text{fo}} = 0 \quad (6.7)$$

en donde β es la divergencia del haz de luz debida a la estructura policristalina del medio magnetoóptico (Cap. III) y n_{pol} y n_{rf} son los índices de refracción del polarizador y del rotador de Faraday, respectivamente. Cada uno de los términos de la ecuación anterior tiene en cuenta la altura del punto de corte del rayo en cada uno de los elementos a medida que éste se propaga: la superficie de la fibra óptica, la del polarizador, la del rotador de Faraday y de nuevo la de la fibra óptica.

La evaluación de la expresión (6.7) para el caso del magnetómetro descrito en este capítulo ha dado como resultado los valores de α_{lim} que se muestran en la tabla VI.1. Estos se han obtenido para rayos que se reflejan hasta 5 veces en el espejo y para dos situaciones distintas: cuando la divergencia del haz es $\beta=0^\circ$ (caso de un monocristal) y cuando es $\beta=1^\circ$ (aproximación para el policristal de 1.10 mm de espesor). Además, se ha calculado el porcentaje de la intensidad total del haz, $I_{\text{lim}}/I_{\text{max}}$, que representa cada uno de los valores obtenidos. Esto se ha hecho en base a la medida experimental de la distribución angular de intensidad a la salida de una fibra óptica similar a la empleada en el sensor (Fig. VI.7).

Tabla VI.1 Valores de α_{lim} y $I_{\text{cible}}/I_{\text{cmax}}$ para el magnetómetro representado en la figura VI.1, en función del número de reflexiones, n , y para dos valores de la divergencia del haz, β , en el $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$

n	$\beta=0^\circ$		$\beta=1^\circ$	
	α_{lim}	$I_{\text{cible}}/I_{\text{cmax}}$	α_{lim}	$I_{\text{cible}}/I_{\text{cmax}}$
1	16.06°	0.901	15.85°	0.9
2	14.45°	0.863	13.66°	0.83
3	13.13°	0.814	11.48°	0.745
4	12.02°	0.768	9.31°	0.648
5	11.07°	0.723	7.16°	0.517

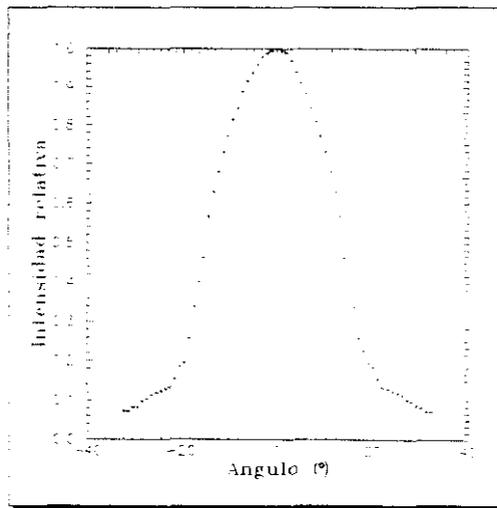


Figura VI.7 Diagrama experimental de la distribución de intensidad a la salida de una fibra óptica de plástico (PMMA) de 2 mm de diámetro de núcleo. La apertura numérica es ≈ 0.53 (32°)

Para hallar el porcentaje de la amplitud del haz de luz que sale de la fibra óptica con su plano de polarización girado un determinado ángulo $n\theta$, hay que multiplicar la amplitud por los valores que toma el cociente $I_{\alpha_{\min}}/I_{\alpha_{\max}}$ de la Tabla VI.1 para las distintas reflexiones n , $(I_{\alpha_{\min}}/I_{\alpha_{\max}})_n$. El cálculo de estos cocientes se ha hecho mediante la expresión

$$\left(\frac{I_{\alpha_{\min}}}{I_{\alpha_{\max}}} \right)_n = \frac{\int_{-\alpha_{\min}}^{\alpha_{\min}} I_{\alpha} d\alpha}{\int_{-\alpha_{\max}}^{\alpha_{\max}} I_{\alpha} d\alpha} \quad (6.8)$$

en la que se evalúa la fracción de la intensidad total del haz de luz que está comprendida entre los ángulos $-\alpha_{\min}$ y $+\alpha_{\min}$.

Los datos de la tabla VI.1 son una estimación de la fracción de la intensidad total que representa cada uno de los haces que ha sufrido n reflexiones. Así un haz que llega a la fibra óptica tras haber sufrido una única reflexión es más intenso que otro que ha sufrido un mayor número de reflexiones, puesto que entran menos rayos de ese haz en la fibra (α_{\min} ha disminuido). Sin embargo hay que tener en cuenta que la amplitud de los haces antes de llegar al polarizador disminuye debido a otros factores que no son de tipo geométrico, como son los anteriores. Así, hay que tomar en consideración la absorción en el rotador de Faraday, a , que es función de su espesor, y su reflectancia, R . La amplitud se va atenuando progresivamente a medida que el haz de luz se refleja en el interior del rotador de Faraday, y es sencillo comprobar que esta atenuación, en función del orden de reflexión, se puede expresar por

$$A_n = A_0(R(1-a))^{\frac{n-1}{2}}, \text{ con } A_0 = (1-R)^{\frac{1}{2}} \quad (6.9)$$

De acuerdo con la formulación establecida en el capítulo V para la amplitud en un sensor tipo MORS (V.4.2), si tenemos en cuenta las sucesivas reflexiones del haz de luz, los términos $\cos\theta$ y $\sin\theta$ de la expresión (5.12) hay que sustituirlos por las series

$$\Psi_1 = \sum_n A_n \left(\frac{I_{\alpha_{\min}}}{I_{\alpha_{\max}}} \right)_n^{1/2} \cos(n\theta) \quad (6.10)$$

y

$$\Psi_2 = \sum_n A_n \left(\frac{I_{\alpha_{\min}}}{I_{\alpha_{\max}}} \right)_n^{1/2} \sin(n\theta). \quad (6.11)$$

respectivamente, lo cual indica que sobre el polarizador inciden simultáneamente una serie de haces de luz con su plano de polarización girado un ángulo $\theta, 2\theta, 3\theta, 4\theta, \dots, n\theta$, con respecto a la posición del eje de transmisión del polarizador. Si sumamos vectorialmente la amplitud de estos haces se obtiene una amplitud total E_θ que forma un ángulo Θ con respecto al eje de transmisión del polarizador (Fig. VI.8).

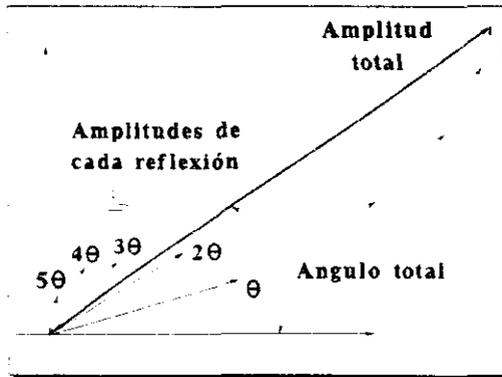


Figura VI.8 Representación esquemática de la amplitud equivalente a la suma de las amplitudes de varios haces tras haberse reflejado estos varias veces en un rotador de Faraday (Fig. VI.6)

Es fácil verificar que si operamos tal como se hizo en el capítulo V, hallando el módulo al cuadrado de la amplitud resultante e integrando en la variable ϕ entre 0 y 2π , llegamos a que la intensidad de luz que vuelve a la fibra óptica viene dada por

$$I = E^2 \left[\frac{t_1^2 + t_2^2}{2} \Psi_1^2 + t_1 t_2 \Psi_2^2 \right], \quad (6.12)$$

Esta expresión se hace mínima cuando amplitud equivalente (Fig. VI.8) forma un ángulo $\Theta=90^\circ$ con el eje de transmisión del polarizador. Esto que ocurre para los valores de θ que verifican

$$\Psi_1 = 0, \quad (6.13)$$

ya que el factor por el cual está multiplicado Ψ_1 en (6.12) es mayor que el que multiplica a Ψ_2 y estas dos funciones son series que están construidas a partir de funciones que son complementarias, según se desprende de (6.10) y (6.11). A estos valores los llamaremos θ_1 , ya que corresponden al ángulo que gira la polarización del haz que se refleja una única vez en el rotador de Faraday. La expresión (6.13) ha sido resuelta con los datos de la Tabla VI.1, y se ha considerado que la reflectancia, R , es independiente de α e igual a 0.201. Los resultados aparecen en la Tabla VI.2 para varios valores de la atenuación dentro del rotador de Faraday. La aproximación de que R no depende del ángulo de incidencia en el rotador de Faraday, α , es posible gracias a que estos son pequeños ($<16^\circ$). Un análisis más detallado exigiría tener en cuenta la dependencia $R(\alpha)$, con lo que probablemente tendríamos que considerar un coeficiente de reflexión, $R' > R$.

Tabla VI.2 Valores del ángulo θ_1 girado en la primera reflexión, $n=1$, con los que se produce un giro neto de la polarización $\Theta=90^\circ$ en el magnetómetro de la Fig. VI.1, en función de la atenuación que se produce en la lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ de 0.55 mm de espesor

d^i	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	
θ_1	76.8°	74.7°	72.8°	71.1°	69.5°	67.8°	66.2°	$\beta=0^\circ$
θ_1	77°	75°	73.1°	71.4°	69.8°	68.3°	66.7°	$\beta=1^\circ$

Con los datos de la Tabla VI.2 podemos calcular fácilmente el valor de la constante de Verdet amplificada, V' . En efecto, conocida $V_{efectiva}$ ($=1070$ rad/T m, Cap. IV) determinamos el campo magnético, H_1 , que gira la polarización un ángulo θ_1 , sin más que aplicar la ecuación (6.2). Con este valor se deduce el valor de V' a partir de la expresión

$$\frac{\pi}{2} = 2V'H_1d \quad (6.14)$$

Los resultados obtenidos para cada uno de los θ_1 son los de la Tabla VI.3, en la que se puede ver que los valores de V' no difieren apreciablemente del que se determinó mediante la calibración del magnetómetro ($V=1370$ rad/T m).

Tabla VI.3 Valores de la constante de Verdet amplificada, V' , correspondientes a los datos de la Tabla VI.2

d^i	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	
V' (rad.T m)	1250	1290	1320	1350	1390	1420	1450	$\beta=0^\circ$
V' (rad.T m)	1250	1280	1320	1350	1380	1410	1440	$\beta=1^\circ$

La única magnitud que nos queda por determinar para evaluar este modelo en el magnetómetro, es la absorción que se produce en el interior de la lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$. Una estimación de la misma la podemos hacer en base a la figura III.5, en la que aparece la transmitancia de una lámina de 0.76 mm del mismo material. Se aprecia que en torno a 660 nm (λ_{max} del LED utilizado) alcanza el 20%. Esto no quiere decir que la absorción en la lámina sea del 80%, ya que hay que tener en cuenta que se producen reflexiones en ambas caras, con lo que más del 34% de la intensidad se pierde debido a este factor y no a la absorción propiamente dicha. Por consiguiente, a efectos del modelo puede estimarse que en la lámina de 0.76 mm de espesor la absorción, α^2 , es del orden de 0.4. Ya que en el magnetómetro el haz de luz recorre una distancia mayor (1.10 mm), la atenuación variará. El coeficiente de absorción del medio, α_{med} , lo hemos estimado a partir de la expresión de la Ley de Lambert

$$I = I_0 e^{-\alpha_{\text{med}} x} \quad (6.14)$$

teniendo en cuenta que I/I_0 es 0.6 para $x=0.76$ mm. Así se obtiene un valor para el coeficiente de absorción de 0.67 mm^{-1} . Si ahora evaluamos la expresión anterior para $x=1.10$ mm obtenemos que el cociente de intensidades es de 0.48, con lo que la atenuación en la lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ es $\alpha^2 = 0.52$, valor para el cual la constante de Verdet eficaz es muy próxima a la medida experimentalmente.

VI.1.5 Evaluación del efecto de las reflexiones múltiples en la medida de $V(\lambda)$

En el apartado anterior hemos calculado cómo se amplifica la constante de Verdet por el hecho de que se produzcan varias reflexiones en el $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$. A la vista de los resultados, un 28% de incremento en su valor, cabe esperar que en la determinación de $V(\lambda)$ que se hizo en el capítulo IV haya que corregir los valores obtenidos. Para ello hacemos una estimación del peso que pueda tener este efecto en el valor de las constantes de Verdet obtenidas.

En la figura VI.9 se muestra un esquema de las dimensiones de la parte del dispositivo empleado para medir $V(\lambda)$, en la que se encuentra situada la lámina de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ policristalino de 0.76 mm de espesor. Existen varias diferencias con respecto al caso del magnetómetro:

1. La configuración es por transmisión
2. La separación entre los distintos elementos no es nula ($d_1 \geq 1$ mm y $d_2 \geq 2$ mm)
3. El radio de la fibra óptica es menor ($r_{po} = 0.5$ mm)
4. El coeficiente de reflexión en las dos caras del $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ es el mismo
5. Existe un cierto desalineamiento entre las dos fibras ópticas ($y = 0.8, 0.9$)

Si introducimos todas estas modificaciones en el modelo del apartado anterior, la expresión (6.7) se nos transforma en

$$\left(\frac{r_{fo}}{\text{sen} \alpha_{\max}} + d_1\right) \tan \alpha + 2t_{pol} \tan\left(\text{asen}\left(\frac{\text{sen} \alpha}{n_{pol}}\right)\right) + (2n - 1)t_{rf} \tan\left(\text{asen}\left(\frac{\text{sen}(\alpha - \beta 2n)}{n_{rf}}\right)\right) + d_2 \tan \alpha - yr_{rf} = 0 \quad (6.15)$$

Los valores de $\alpha \leq \alpha_{\max}$, siendo α_{\max} el valor para el cual se verifica (6.15), corresponden a los rayos de la fibra óptica 1, que tras atravesar el sistema formado por el $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ y los dos polarizadores consiguen entrar en la fibra óptica 2. En la Tabla VI.4 se dan los valores de α_{\max} para los que se verifica (6.15), en función del número de reflexiones, n , y del descentramiento y . Además se ha considerado que la divergencia del haz es $\beta = 1.5^\circ$, tal como se deduce de la figura III. .

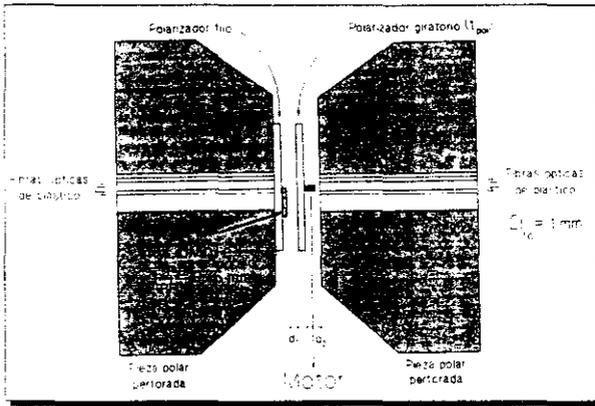


Figura VI.9 Representación esquemática de la parte del dispositivo empleado para medir $V(\lambda)$ (Fig. IV.9) en la que está situada la película de $Cd_{0,55}Mn_{0,45}Te$ de 0.76 mm de espesor

Tabla VI.4 Valores de α_{um} para la configuración de la figura VI.8. La divergencia del haz es $\beta=1.5^\circ$

	$n=1$	$n=2$	$n=3$
$\gamma=1$	6.4°	5°	3.2°
$\gamma=0.9$	5.7°	4.4°	2.7°
$\gamma=0.8$	5.1°	3.8°	2°

Si consideramos que nuestro caso es el de $\gamma=0.8$ y tomamos $\alpha^2=0.52$, el valor que obtenemos para θ_1 , tras utilizar (6.8), (6.9) y (6.13), es 87.7° . Este nos conduce a que la relación entre la constante de Verdet sin amplificar, V , y la amplificada, V' , es (6.14)

$$\frac{V'}{V} = \frac{90^\circ}{87.7^\circ} = 1.026 \quad (6.16)$$

O sea, los valores de $V(\lambda)$ obtenidos en el capítulo IV para el $\text{Cd}_{0,35}\text{Mn}_{0,45}\text{Te}$ policristalino hay que corregirlos con un factor del 2.6%.

VI.1.6 Medida del campo magnético a lo largo del eje de un imán perforado

Como ya se indicó más arriba, el magnetómetro descrito en el apartado anterior se ha utilizado para medir el campo magnético a lo largo del eje de un imán perforado de SmCo. Este es de forma cilíndrica, con 10 mm de diámetro y 5 mm de altura, y tiene un taladro central de 3.3 mm de diámetro a lo largo del eje del cilindro. Las dimensiones relativas del magnetómetro y el imán pueden verse en la foto VI.1.

La medida del campo magnético se hizo introduciendo la sonda del magnetómetro a través del taladro central del imán. Éste permanecía fijo y la sonda se desplazaba por medio de un tornillo micrométrico de 20 μm de precisión. La curva del campo magnético obtenida se muestra en la figura VI.10a. La parte inferior de la misma corresponde al centro del taladro y la posición del imán aparece también señalada. Se aprecia que el campo magnético cerca de la superficie del imán tiende a anularse y además cambia de signo. Efectivamente es esto lo que debe ocurrir, tal como se aprecia en la figura VI.10b, que muestra el campo magnético obtenido teóricamente a lo largo del eje de un imán cilíndrico con un taladro central [66]. Sin embargo, si extrapolamos la rama derecha de la curva experimental y medimos el punto en que corta la zona de $H=0$, obtenemos que la distancia entre las dos superficies del imán es de ~ 5.9 mm, en vez de los 5 mm que realmente mide. La razón de este último dato puede estar en que como el espesor de la lámina de $\text{Cd}_{0,35}\text{Mn}_{0,45}\text{Te}$ es de 0.55 mm, el campo magnético que medimos es el promedio de la distribución espacial del mismo en la lámina. Por lo tanto, ya que ambos lados de la superficie del imán la pendiente de la curva real del campo magnético, $H(x)$, es distinta (Fig. VI.10b), al determinar el valor promedio se produce el desplazamiento del valor del cero, tal como se observa en la curva del campo magnético medido experimentalmente (Fig. VI.10a). Cabe señalar que una variación del campo magnético tan brusca como la vista en este caso sólo es habitual cerca de las fuentes de campo magnético.

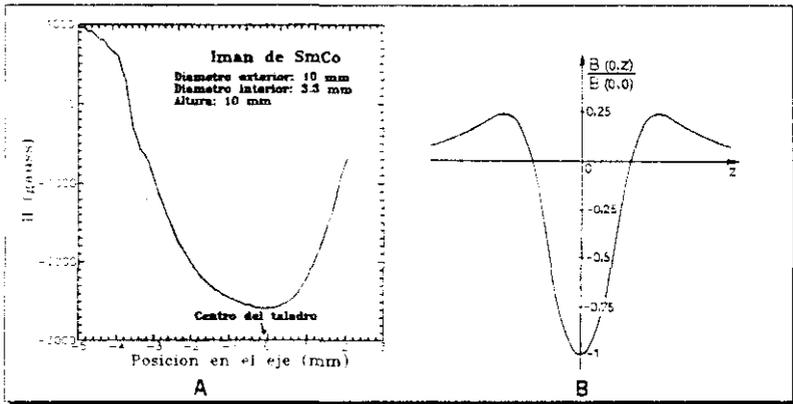


Figura VI.10 a) Campo magnético en el eje de un imán cilíndrico hueco de SmCo de 10 mm de diámetro, 5 mm de altura y 3.3 mm de diámetro interior

b) Campo magnético calculado teóricamente en el eje de un imán cilíndrico hueco [66]

VI.1.7 Consideraciones sobre las ventajas e inconvenientes del magnetómetro

El magnetómetro del que han sido objeto todos los apartados anteriores presenta una serie de ventajas e inconvenientes frente a los convencionales. Entre las primeras podemos citar:

- Inmunidad frente a las interferencias electromagnéticas (EMI) en la línea de transmisión de la señal (La fibra óptica de plástico es un material dieléctrico que tiene un potencial de ruptura de ~ 8000 V/cm)
- Su construcción se puede realizar en base a materiales completamente dieléctricos, con lo que se puede aplicar sin peligro en la medida de la intensidad en las líneas de alta tensión
- El reducido espesor de la lámina de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ permite determinar el campo magnético con una resolución de ese orden. No obstante podía disminuirse el espesor de la lámina si la aplicación lo requiriese

- El rango de medida es bastante elevado (0-1T) y la respuesta, ya que depende del coseno cuadrado, presenta una zona en la que la respuesta es muy lineal
- Como todos los sensores por fibra óptica es susceptible de ser implementado en redes de gran envergadura (habría que emplear fibra de menor atenuación), sin riesgo de que la señal se atenúe considerablemente o se haga excesivamente ruidosa
- En ambientes con peligro de explosiones tiene la ventaja de que el corte del cable que transmite la información no es peligroso en ese sentido (un sensor Hall convencional lleva al menos tres cables eléctricos que pueden producir chispas al cortocircuitarse: dos de alimentación y uno de señal)
- Al ser el material paramagnético, su respuesta al campo magnético se encuentra sólo condicionada al tiempo de transición y de reorientación del spin. En este aspecto se ha medido que la constante de Verdet es prácticamente independiente de la frecuencia hasta 1 GHz [34]
- Por último, si se busca una fuente LED con la λ_{max} adecuada, se puede conseguir que la respuesta del sensor sea independiente de la temperatura en un determinado rango del tipo (-20 °C - +80 °C) [8.22,35]

Entre los inconvenientes que presenta un sensor de este tipo destacan:

- La sensibilidad de la fibra óptica frente a curvaturas y presiones. Si ésta no se halla adecuadamente protegida se producen variaciones en la señal que se transmite a través de ella. Esto es más crítico en las fibras de gran diámetro que en las de menor diámetro, como ocurre en el caso de las de plástico. La razón estriba en que cuanto mayor es el diámetro más grande es el porcentaje de rayos (modos) que escapan de la fibra óptica a causa de una variación local de su curvatura
- El semiconductor utilizado, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, es un material bastante frágil y puede presentar problemas de propagación de fisuras y de grietas si se utiliza en ambientes en los que esté sometido a impactos fuertes, choques, etc. (Foto II.3)

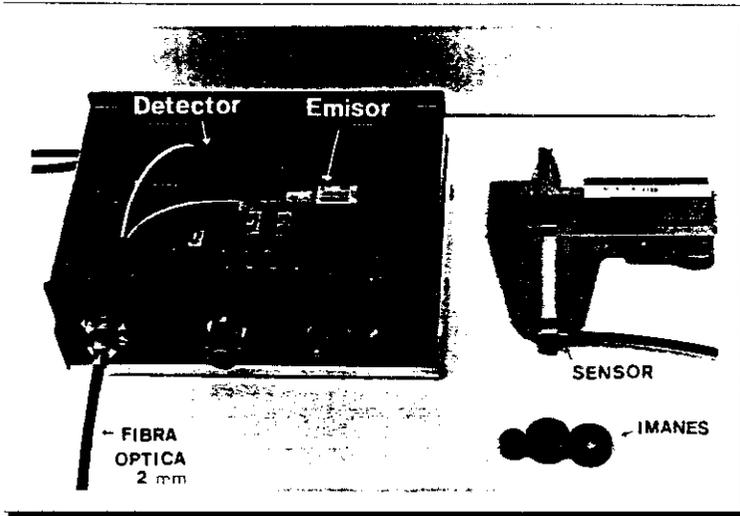


Foto VI.1 Aspecto del magnetómetro desarrollado para medir el campo magnético a lo largo del eje de imanes con un taladro central

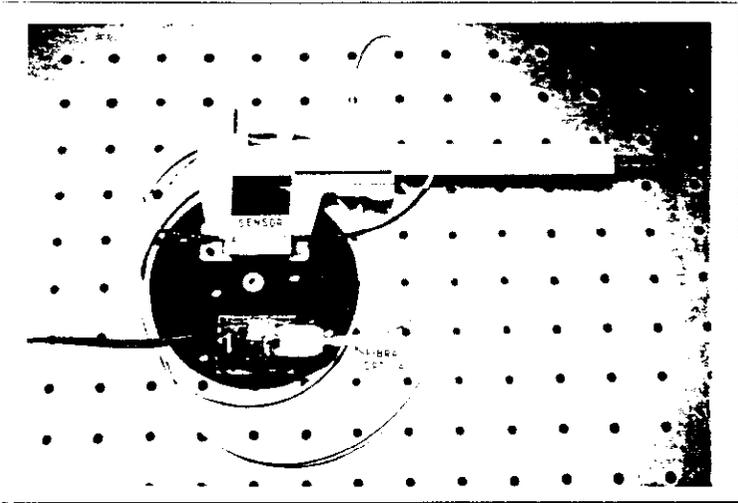


Foto VI.2 Vista parcial del sensor del velocímetro (apartado VI.2.1)

VI.2 Desarrollo de tacómetros magnetoópticos

A lo largo de este apartado se van a considerar los distintos tacómetros que hemos desarrollado para medir la velocidad angular de un eje. En primer lugar se tratará un velocímetro, que aunque no está basado en la utilización del $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ policristalino fue el precursor de los tacómetros posteriores. En éstos sí que se hace uso del material magnetoóptico, y durante su estudio y fabricación se han sondeado bastantes aspectos relacionados con la generación de campos magnéticos que sean proporcionales a la velocidad angular de un eje.

VI.2.1 Consideraciones generales sobre los dispositivos tacométricos

Podemos considerar que un dispositivo tacométrico es aquel con el que se mide la velocidad angular de un eje, o lo que es lo mismo, el número de revoluciones que éste describe sobre sí mismo en la unidad de tiempo. El principio de funcionamiento de los tacómetros se basa en la alteración que produce el giro del eje, o una pieza que gira solidaria con él, sobre una magnitud óptica, eléctrica o magnética. Nosotros sólo consideraremos el primer caso, en el cual el giro del eje modifica la transmisión o la reflexión de un haz de luz entre un elemento emisor y otro detector. Se considera que esto se puede producir de dos formas distintas:

- Cuando el eje o la pieza giratoria modulan directamente el haz de luz que incide sobre ella, ya sea por transmisión o por reflexión. El funcionamiento de estos dispositivos requiere unas determinadas condiciones ambientales de operatividad que no siempre se pueden conseguir (*partículas, polvo, humedad, etc.*) Además necesitan del contacto óptico directo entre el eje, o una pieza que gire solidaria a él, y los elementos ópticos (emisor y detector). Esto último no es posible en muchas aplicaciones. Un ejemplo de este tipo de dispositivos son los codificadores ópticos de rotación [67].
- Cuando por el contrario se prescinde de cualquier tipo de contacto óptico, ya sea directo o indirecto, entre el eje o la pieza que gira solidaria a él, y el

emisor y el detector, nos encontramos con otro tipo de dispositivos que basan su funcionamiento en que la pieza giratoria actúa sobre un elemento que es el que modula el haz de luz. Estos tienen la ventaja sobre los anteriores de que aunque tengan un sistema óptico que es donde se realiza el proceso de medida, pueden utilizarse en cualquier sitio próximo a la pieza giratoria. Hasta el final del capítulo se estudian varios ejemplos de este tipo de tacómetros que hemos desarrollado para sustituir a diversos sensores ya existentes en automoción [68,69,70].

VI.2.2 Desarrollo de un tacómetro para el velocímetro de un automóvil

Actualmente, la velocidad en los automóviles se mide por medio de velocímetros mecánicos. Estos consisten en una parte sensora que está localizada detrás del tablero de mandos del vehículo, y de un cable que transmite mecánicamente las revoluciones de uno de los rodamientos de la caja de cambios que está conectado directamente al eje de una de las ruedas motrices del vehículo. En la parte posterior del cuadro de mandos tiene un tacómetro que es el encargado de transformar el giro del cable en un valor numérico o analógico que se presenta posteriormente como velocidad del vehículo en uno de los relojes del tablero.

Para superar todos los problemas que llevan implícitos los dispositivos de este tipo, hemos desarrollado un velocímetro basado en la modulación de un haz de luz que viaja a través de una fibra óptica de plástico de 1 mm de diámetro [70]. Este se diseñó con el propósito de sustituir el sistema antiguo sin introducir modificaciones estructurales en la caja de cambios del vehículo (Fig. VI.11).

Principio de funcionamiento y diseño del sistema

Un esquema básico de la forma en la que se produce la modulación de la luz en el sensor se muestra en la figura VI.12. La luz de un LED (MFOE71 de Motorola) se introduce en una fibra óptica de plástico que la transmite hasta una pieza adherida al exterior de la caja

de cambios (que suele ser de aluminio). Ahí se coloca una lámina de acero flexible que impide que el haz de luz que emerge de la fibra óptica alcance a la otra fibra óptica que lo transmitiría hasta el detector (MFOD72 de Motorola). Esta lámina deja de interrumpir el camino óptico entre las dos fibras cuando es desplazada de su posición a causa de la atracción que un imán, situado en uno de los engranajes del interior de la caja de cambios, ejerce sobre ella. Mientras que el imán está situado frente a la lámina, la luz se transmite entre las dos fibras. Cuando el imán se desplaza a causa del giro del engranaje (que gira a una velocidad angular, ω , proporcional a la de las ruedas motrices del vehículo), la lámina recupera su posición original, impidiendo de nuevo la transmisión de luz entre las fibras ópticas. De este modo la intensidad luminosa que llega al detector está modulada proporcionalmente a la velocidad del vehículo.

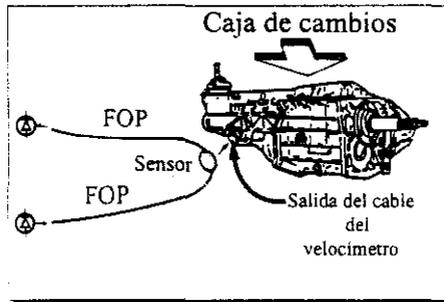


Figura VI.11 Vista esquemática del velocímetro

La fibra óptica empleada es la Optipol de Bayer caracterizada por nosotros (Cap. V). Cada una de las fibras ópticas es de 2 m de longitud y la separación entre sus extremos en la cabeza del sensor es de 1.7 mm. Con esta disposición la señal que se obtiene cuando la lámina es atraída por el imán es de $18 \mu\text{W}$ de potencia óptica. Como la respuesta típica del fotodetector es de $125 \mu\text{A}/\mu\text{W}$, se genera una fotocorriente de 2.25 mA, que es bastante sencilla de detectar electrónicamente.

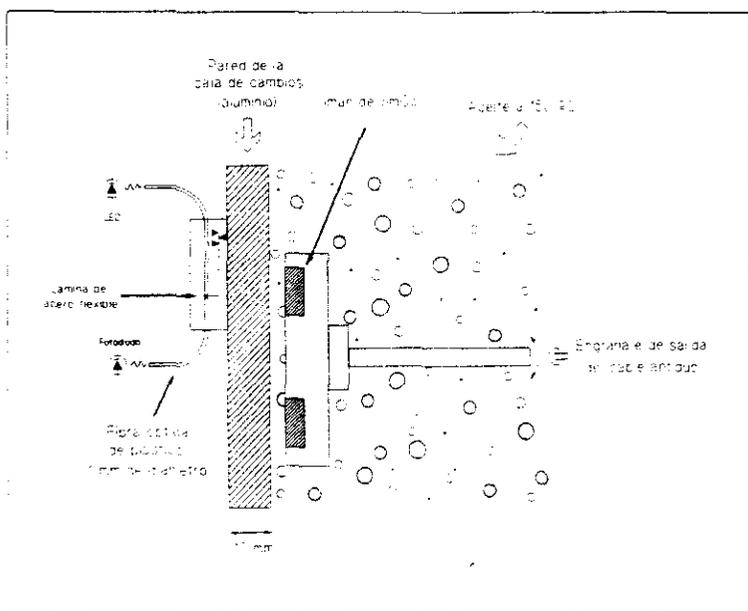


Figura VI.12 Principio básico de la modulación de la luz en el velocímetro

Resultados

El velocímetro descrito trabaja a frecuencias de giro del rodamiento donde está el imán hasta 50 Hz. Esta frecuencia en un automóvil equivaldría a 300 km/h ($R_{nueva} = 55$ cm). No obstante existe un factor de desmultiplicación entre el giro de la rueda y el del rodamiento, de tal modo que éste gira más lentamente. Para caracterizar el velocímetro se midió la relación señal-ruido, SNR, que expresada en dB es

$$SNR = 20 \log_{10}(V_s/V_n). \quad (6.17)$$

en donde V_s y V_n son los valores máximos del voltaje de la señal y del ruido. En la figura VI.13 se representan los datos experimentales de la relación señal-ruido con la frecuencia para una distancia axial de separación entre la superficie de la lámina y la del imán de 13 mm. Puede apreciarse que es mayor que 10 dB hasta 40 Hz; y que desde este valor hasta 49 Hz cae a 5 dB. Por lo tanto la SNR es suficientemente alta como para que la detección se realice con un simple circuito contador.

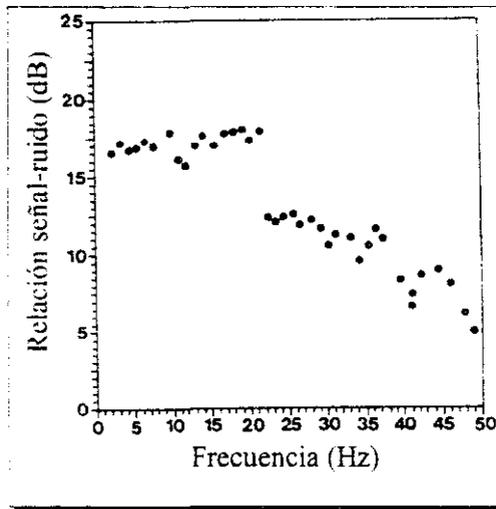


Figura VI.13 Relación señal-ruido (SNR) en función de la frecuencia para una distancia de separación entre el imán y la lámina de acero de 13 mm

También se midió el ensanchamiento del pulso, definido como

$$\frac{\Delta f}{f} \quad (6.18)$$

donde Δf es la anchura del pulso a $V_p/\sqrt{2}$ y f es la frecuencia de los pulsos. En el rango de frecuencias comprendido entre 0 y 50 Hz el ensanchamiento de los pulsos varió entre 9 y 13. Este resultado nos asegura una buena separación entre los pulsos.

Finalmente se hizo una prueba para determinar la tolerancia mecánica del sensor frente a los desplazamientos por vibraciones, etc. La prueba consistió en variar ± 1 mm la distancia entre la lámina de acero flexible y el imán, que en el sensor es de 13 mm. Se encontró que la variación de la señal era inferior a 3 dB (50%). No obstante, precesiones de esta magnitud en un piñón de la caja de cambios son impensables, por lo que se puede asegurar que la variación de la señal por vibraciones y factores similares será bastante inferior al 50%.

La respuesta típica del velocímetro a 33.3 Hz se muestra en la figura VI.14. Los máximos principales corresponden al paso del imán frente a la cabeza del sensor. Los secundarios son debidos al amortiguamiento de la lámina, que son la principal fuente de ruido.

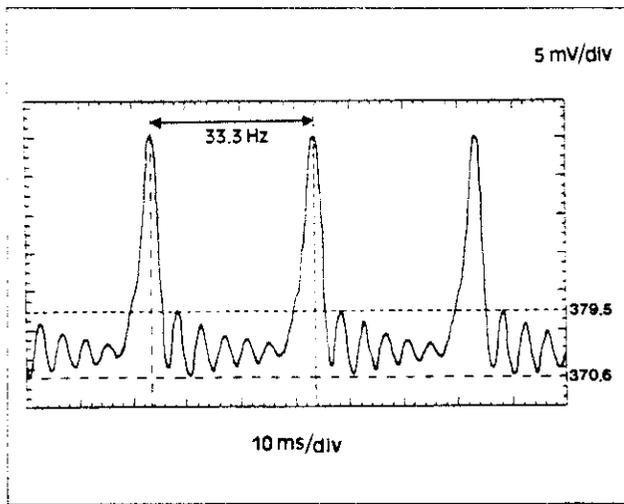


Figura VI.14 Respuesta típica del sensor a 33.3 Hz.

Discusión de los resultados

Puede parecer que el sensor tiene limitaciones en su vida media debido a que se utiliza una lámina que vibra, susceptible de romperse con el tiempo. Sin embargo ésta es de acero flexible y su espesor es de 0.1 mm, la anchura es de 10 mm y la longitud libre de oscilación mide 15 mm; ya que sólo se desplaza 0.15 mm al paso del imán, debido a sus características se le puede augurar una larga vida. Además la cabeza del sensor se puede moldear en plástico y hacerla estanca, con lo que se evitan todos los problemas relativos a la corrosión. Con la temperatura apenas hay problema, puesto que la temperatura máxima en el interior de la caja de cambios puede llegar a ser 150 °C, y puede pensarse que en los elementos fijados a exterior de la misma no se superen los 115 °C - 125 °C, temperaturas que la fibra óptica y la lámina de acero son capaces de soportar sin mayor problema.

Las vibraciones del coche pueden mover la lámina, pero bastaría disminuir la longitud de la lámina que está libre, para así aumentar el momento necesario para moverla. Naturalmente al imán le costará más desplazarla, pero siempre se puede utilizar uno de las dimensiones adecuadas. Todas las pruebas se realizaron utilizando un imán de SmCo similar al que se caracterizó con el magnetómetro (VI.1.6). Su temperatura de Curie es 720 °C y la temperatura máxima de utilización que recomienda el fabricante (Imanes Sinterizados. S.A.) es de 200 a 300 °C, así que su campo coercitivo no disminuirá con su exposición prolongada a las temperaturas de la caja de cambios.

VI.2.3 Desarrollo de un tacómetro para un sistema de frenos ABS

Desde hace varios años algunas marcas de automóviles implementan en sus modelos sistemas de frenos anti-bloqueo (ABS). Estos dispositivos son cada vez más usuales y se tiende a que estén incorporados incluso de serie. El sistema de frenos ABS lo que intenta conseguir es que ante una frenada súbita en un terreno resbaladizo, las ruedas del vehículo no se queden bloqueadas y evitar que patine. Para lograrlo hay unos sensores cerca del eje de las ruedas, que detectan cuando éstas están paradas tras una frenada: en esa situación, la tarjeta electrónica controladora del sistema envía una señal a los pistones de los frenos para que de-

jen de actuar y la rueda vuelva a girar. Una vez que se detecta el giro, los frenos actúan automáticamente de nuevo y la rueda se vuelve a bloquear. Este ciclo de frenada se repite tantas veces como sea necesario hasta que el vehículo se para. Con él se evita que éste patine y se disminuye el riesgo de accidente ya que la distancia de frenado es menor.

Los sistemas ABS que se utilizan en la actualidad basan su funcionamiento en un sensor de reluctancia variable. En éstos, los dientes de una pequeña rueda dentada que gira solidaria a la rueda provocan a su paso por las proximidades de un circuito magnético una variación en su reluctancia (resistencia magnética). Esta genera una variación del flujo magnético que a su vez induce por la ley de Lenz una fuerza electromotriz en una bobina que envuelve al circuito magnético. La principal desventaja es que la señal que producen es proporcional a la velocidad, de tal modo que a una velocidad del vehículo de 3 km/h la fuerza electromotriz que se genera es del orden de 10 mV; sin embargo a 300 km/h la señal aumenta hasta 100 V. Este rango dinámico de la señal hace que la electrónica de detección sea bastante complicada. Además, el sistema considera que la rueda se encuentra parada a 3 km/h con lo cual en los sucesivos ciclos de frenada, al no alcanzarse la velocidad 0 km/h, son menos eficaces y el vehículo tarda más en frenar.

Otro tipo de sensor que actualmente se empieza a imponer y tiende a desplazar al de reluctancia variable es el de efecto Hall. En éstos se produce una variación del campo magnético en la superficie de un imán cuando pasa cerca uno de los dientes del disco cerca. Puede detectarse la velocidad cero y su respuesta es lineal, lo que los perfila como una alternativa muy fuerte a los de reluctancia variable. El inconveniente que presentan es que la señal que se produce en el semiconductor no es muy intensa y el cable que la transmite debe estar apantallado. También hay que alimentar al semiconductor y su respuesta tiene una cierta dependencia con la temperatura.

Para superar algunos de los problemas de los sensores de reluctancia variable y mejorar la transmisión de la señal frente a las interferencias electromagnéticas, hemos desarrollado un sensor por fibra óptica de plástico que permite medir las revoluciones de una pequeña rueda dentada del tipo de las empleadas en los sistemas ABS actuales (46 dientes). La conse-

cución del sensor pasó por varias etapas que consideramos de interés para el entendimiento de este tipo de sensores.

Desarrollo de prototipos iniciales

El primer problema que nos planteó en el diseño del sensor de revoluciones de un ABS fue conseguir una modulación del campo magnético proporcional a la velocidad angular de la rueda. El método empleado en el desarrollo del velocímetro no es válido ya que ahora son necesarios 46 pulsos por vuelta y no es posible en esta aplicación el implementar ese número de imanes en el disco. Además el disco se encuentra a la intemperie y es bastante fácil que los imanes reciban impactos y que se les adhieran partículas ferromagnéticas, con la consecuente disminución del campo magnético detectado por el sensor. Por eso se pensó que lo más fiable y económico era utilizar un único imán y en una posición fija. El tipo de sensor que se pensó en utilizar fue uno del tipo de los de efecto Faraday por transmisión (Cap. V).

En base a las anteriores consideraciones se desarrolló un tacómetro como el esquematizado en la figura VI.15. Éste está formado por un imán y un sensor de campo magnético dispuestos a ambos lados de un disco que simula al que gira solidario a la rueda del vehículo. El disco es de hierro macizo y lleva implementados sobre una circunferencia 46 cilindros huecos de latón con un cilindro de hierro en su interior. El imán tiene en cada uno de sus polos una pieza de material ferromagnético a modo de pieza polar, que sirve para concentrar el campo magnético sobre los cilindros de hierro del disco. La separación entre los extremos de estas piezas coincide con la de dos de estos cilindros, de tal modo que cuando los cuatro elementos están enfrentados dos a dos (Fig. VI.16), se establece un circuito de campo magnético que atraviesa el disco y se cierra en otras dos piezas de hierro que están en el sensor por fibra óptica. Estas hacen que aparezca un cierto campo magnético en el $Cd_{0.5}, Mn_{0.4}, Te$ que hace girar la polarización de la luz y origina una señal en el detector a cada paso de un cilindro de hierro.

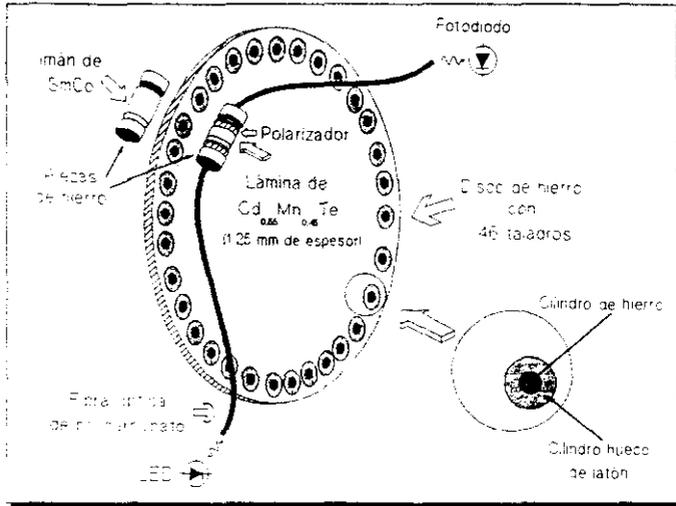


Figura VI.15 Vista general de un tacómetro por transmisión para un sistema de frenos ABS

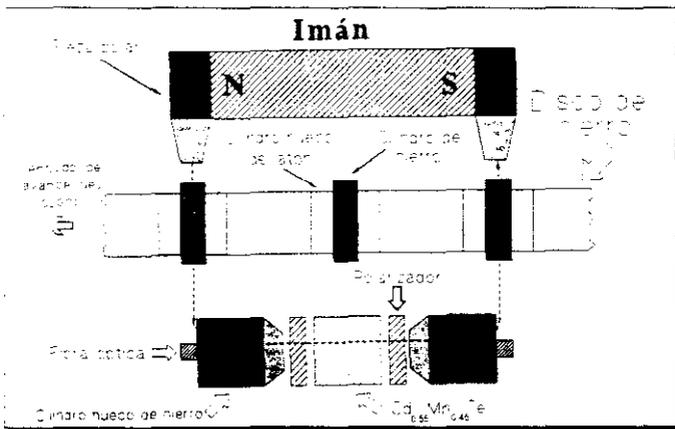


Figura VI.16 Esquematización de la forma en la que el disco permite el paso del campo magnético a su través

Cuando no están alineados los cilindros de hierro con las piezas polares de los imanes, el circuito de campo magnético se cierra a través del disco de hierro y por consiguiente no le llega campo al sensor que está situado al otro lado del disco y la polarización de la luz no gira (Fig. VI.17).

En principio parece razonable que la configuración anterior funcione. Efectivamente es así, pero el nivel de modulación es muy bajo y la potencia óptica varía entre 73.6 nW y 71.5 nW (2.9%). Los polarizadores en el sensor están girados del orden de 45° con lo que si se aplica la expresión (5.9) se deduce que la modulación real en el campo magnético es de aproximadamente 60 gauss. O sea, el campo magnético que aparece en el sensor es inferior al 3% del valor que éste tiene sobre la superficie del imán, que es de aproximadamente 0.3 T (SmCo de 12.7 mm de diámetro y 6.35 mm de altura).

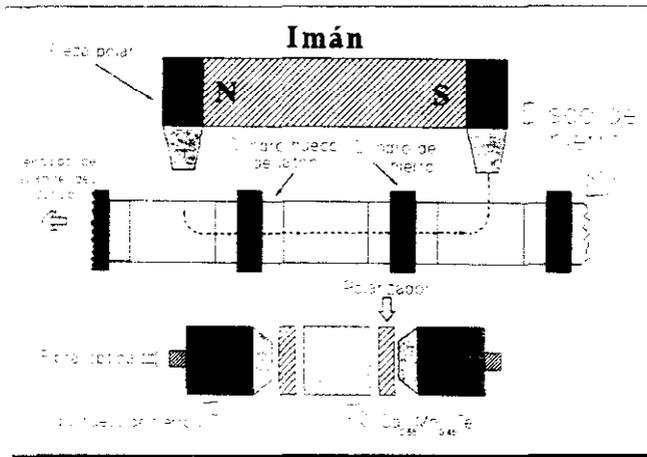


Figura VI.17 Esquematación de la forma en la que el disco impide que el campo magnético llegue al sensor

La razón de este circuito magnético sea tan poco eficaz encuentra en los factores de forma de los elementos ferromagnéticos que tiene por misión cerrar el circuito de campo magnético. Estos son las piezas polares de los imanes, las del sensor y los cilindros de hierro del disco. Aunque estos elementos son de hierro y tienen una permeabilidad tabulada bastante alta ($\mu = 5000$), hay que tener en cuenta que debido al factor de forma ésta disminuye drásticamente, ya que al imanar un material ferromagnético en una dirección determinada, aparece un campo desimanador en la misma dirección pero con sentido opuesto al de la imanación del material. Su valor depende de la forma geométrica del material y como consecuencia de su aparición disminuye la imanación del material y consecuentemente la permeabilidad del mismo. Por ello se define la *permeabilidad efectiva* del material, que está relacionada con su permeabilidad real de la substancia a través de su factor de forma.

Los elementos ferromagnéticos empleados en el dispositivo tacométrico son cilindros de hierro con una relación entre su altura y su diámetro comprendida entre 2:1 y 4:1. Los factores desimanadores correspondientes a estos valores son tan altos que podemos asegurar que sólo una pequeña fracción del campo magnético consigue atravesarlos. En la figura VI.18 se representa la permeabilidad efectiva en función del factor de forma, para distintos materiales de alta permeabilidad [71].

En la figura se aprecia que por grande que sea el campo magnético en la superficie del imán, no es posible con la presente configuración obtener que un valor apreciable del campo alcance la lámina de $\text{Cd}_{0.11}\text{Mn}_{0.41}\text{Te}$. Como posible solución a este tipo de configuraciones estaría el utilizar una como la de la figura VI.19, en la que el empleo de un único elemento ferromagnético para cerrar el campo magnético con una relación longitud:sección del orden de 50:1 nos permitiría tener una permeabilidad efectiva 20 veces más alta que la actual. Sin embargo esta línea se ha abandonado ya que las dimensiones del sensor aumentarían considerablemente y no sería práctica su aplicación en nuestro caso. Por otro lado, implementar cilindros en el disco no deja de ser una complicación: es más práctico y económico trabajar con un disco dentado.

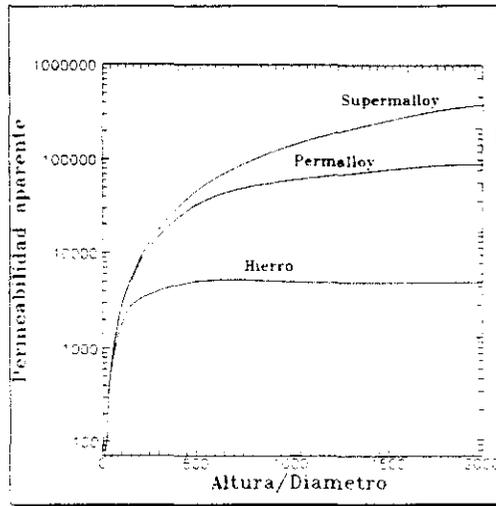


Figura VI.18 Permeabilidad aparente para cilindros de distintos materiales ferromagnéticos en función de su relación altura/diámetro

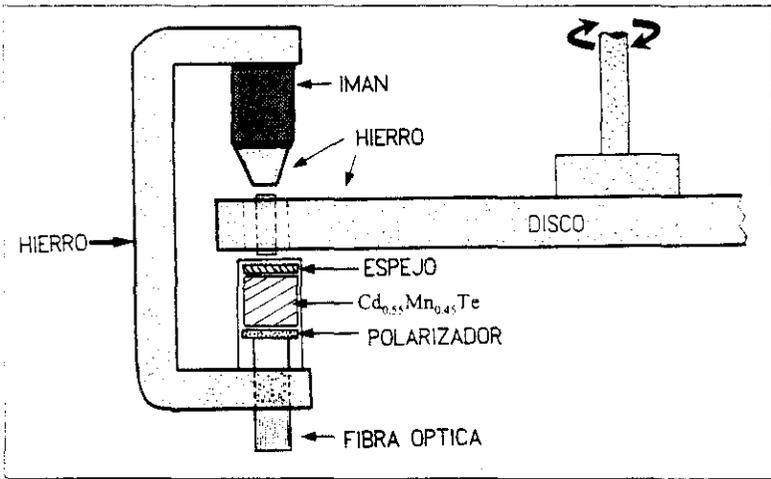


Figura VI.19 Solución propuesta para minimizar los efectos relacionados con la permeabilidad efectiva

Para desarrollar un sensor más eficaz en principio se utilizó una longitud mayor de material magnetoóptico. Para probar nuevas configuraciones en base a esta idea se usó un monocristal de $\text{Cd}_{0.57}\text{Mn}_{0.43}\text{Te}$ de 5 mm de longitud, ya que la transmisión de luz a través de un policristal tan largo sería bastante reducida (Fig. III.3 y III.5). Éste se adquirió a la compañía ITI (USA) y su constante de Verdet a 632.8 nm es de 2200 rad/T m. Las configuraciones que se experimentaron estaban basadas en discos dentados, similares a los utilizados en los ABS actuales, pero de mayor diámetro. Naturalmente es más fácil de fabricar un disco de estas características que otro con el sistema de los cilindros de hierro y latón.

La primera de las configuraciones se esquematiza en la figura VI.20. En ésta se ve que el circuito magnético se cierra a través del disco cuando dos de sus dientes están enfrentados a las láminas situadas en los polos del imán (b). Cuando la situación es justo la contraria (c) parte del flujo magnético atraviesa el monocristal. El imán es de forma paralelepípedica, con dimensiones 4.5x8x9 mm³. Las placas de hierro situadas en sus polos son de 5 mm de ancho por 16 mm de alto y 1.5 mm de espesor. Se espera que gran parte del campo magnético del imán saiga a través de la parte superior de las mismas, ya que esa dirección es de fácil imanación para la placa. El ángulo que forman los ejes de los polarizadores es de 45° y la modulación máxima obtenida es del 2.1%. Con lo que no se ha ganado nada con respecto a la situación anterior. La causa estriba en que la separación entre la láminas es demasiado grande y eso impide que el circuito magnético se cierre eficazmente a través del monocristal.

La otra configuración que se evaluó se basa en un imán cilíndrico con un taladro central a través del cual se introduce un sensor tipo MORS, que lleva en su interior el monocristal de 5 mm de longitud. El campo magnético a lo largo del taladro del imán es bastante intenso (Fig. VI.10) y ante la presencia de un elemento ferromagnético en las cercanías del imán (un diente de un disco) su distribución cambia apreciablemente. Esta variación se midió con dos piezas de hierro de espesores 2 mm y 4 mm situadas a 1 mm y 2 mm de distancia de la superficie del imán que simulaban los dientes del disco rotatorio del cual pretendemos conocer su velocidad angular. La variación del campo magnético para las cuatro situaciones ante-

riores se midió con el magnetómetro basado en $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ (VI.2), y viene representada en la figura VI.21.

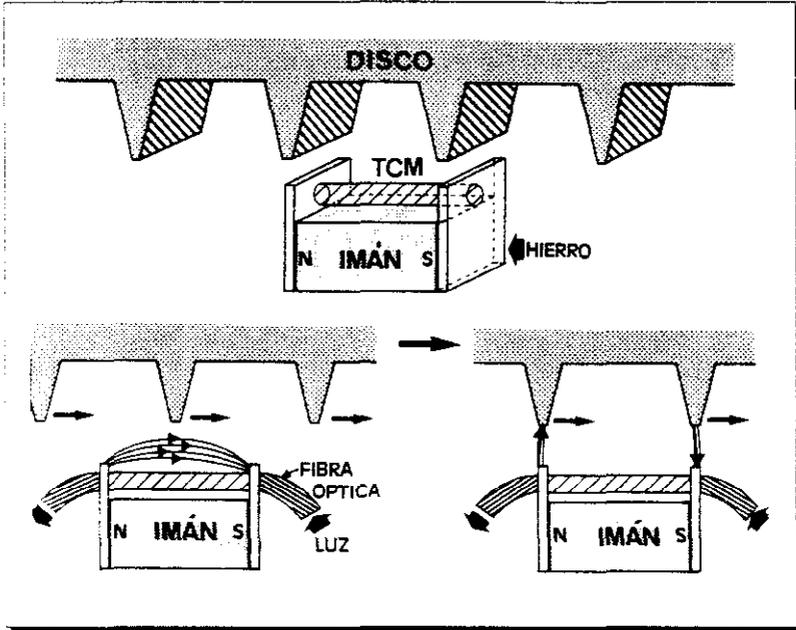


Figura VI.20 Esquema de una configuración del tacómetro en base a la utilización de un disco dentado y un monocristal de $Cd_{0.55}Mn_{0.45}Te$ de 5 mm de longitud

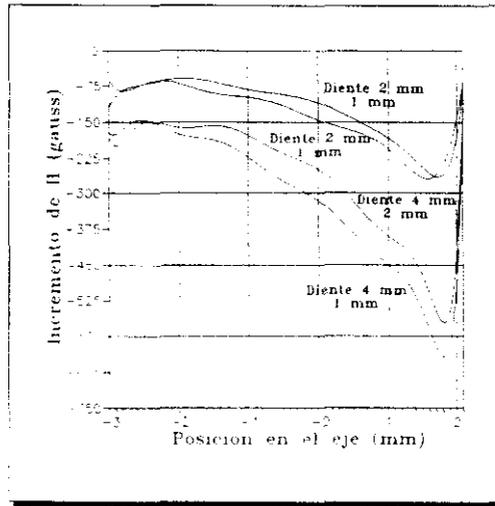


Figura VI.20 Variación del campo magnético en el interior de un imán cilíndrico de SmCo (caracterizado en la Fig. VI.10a) debido a la presencia de dos piezas de hierro de 2 y 4 mm de espesor situadas a 1 y 2 mm de su superficie

Para calcular la modulación que se produce en el sensor en cada una de las cuatro curvas de la figura anterior, es necesario conocer la constante de Verdet del material para el LED SFH-752 V, que es la fuente de luz que empleamos en el sensor. Esta se determinó por un procedimiento similar al utilizado en la calibración del magnetómetro (Fig. VI.2) y las curvas obtenidas, figura VI.21, muestran que el efecto Faraday aparece con otro efecto superpuesto, que probablemente es la birrefringencia magnética. La señal de las curvas de la figura no ha sido tratada electrónicamente, tal como se hizo en el caso del magnetómetro. Nótese que las curvas son del tipo coseno cuadrado, ya que el nivel de máxima intensidad luminosa corresponde al valor absoluto del voltaje. Las cuatro curvas aparecen desplazadas entre sí porque se realizaron en distintas condiciones y el nivel de luz que llegaba al monocristal variaba de una a otra. El hecho de que el medio se vuelve birrefringente se puede observar en que la distancia entre los máximos no es constante y en que el último de los picos de las curvas (que corresponde a un giro de la polarización de 2π) es claramente inferior a los demás; o

sea la luz dentro del medio ya no está linealmente polarizada para campos magnéticos elevados.

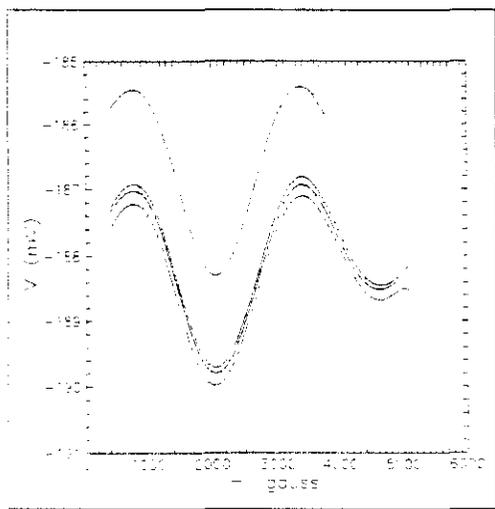


Figura VI.22 Determinación de la constante de Verdet en un monocristal de $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ mediante un método similar al empleado con el magnetómetro (Fig. VI.2)

Realmente no podemos adoptar un criterio definido para determinar el valor de la constante de Verdet del monocristal, ya que la distancia entre dos extremos de la curva consecutivos (que se corresponden a un giro de la polarización de $\pi/2$) no es constante. Lo que parece más razonable es considerar que como el campo magnético a lo largo del taladro del imán en valor promedio es del orden de 0.1 T, la constante de Verdet que utilizamos para el monocristal es la que resulta de hallar la diferencia de campo magnético entre el 2° y 3° máximos, que son los que aparecen para campos magnéticos de ese orden. El valor que resulta es de $V=1230$ rad/T m, y éste es el que utilizamos para calcular el ángulo que gira la polarización para cada una de las situaciones de la Fig. VI.21, por medio de la expresión

$$\theta = 2V \int_0^{\xi} \Delta H(x) dx , \quad (6.19)$$

en donde $\Delta H(x)$ viene dada por las funciones de la figura. Los valores de θ y los de la modulación en intensidad luminosa que produce ese giro de la polarización, se muestran en la Tabla VI.5. Estos últimos se han determinado con la relación

$$\text{Atenuación} = \log_{10} \left(\frac{T(\theta, \phi)}{T(0, \phi)} \right) , \quad (6.20)$$

en donde la función $T/\theta, \phi$ se ha determinado a partir de la relación (5.10). En esta última se ha considerado que el ángulo ϕ , que es el que forman entre sí los dos polarizadores de un sensor por transmisión, es el mismo que el girado inicialmente por la polarización en el monocristal cuando éste es introducido por el taladro del imán. Este se calcula por medio de (6.1)

$$\phi = 2V \int_0^{\xi} H(x) dx , \quad (6.21)$$

en donde $H(x)$ es la función de la figura VI.10. Se obtiene que $\phi = 147^\circ$.

Sin embargo, pese a que la modulación de campo magnético es bastante más elevada que en las configuraciones anteriores, este tipo de configuración presenta un problema adicional que es la baja potencia óptica transmitida. En ausencia de campo magnético, la señal que se recibe en el detector es de 50 nW; si aplicamos un campo magnético que gire en total 90° la polarización en el monocristal, la señal recibida pasa a ser de 49.3 nW. O sea, nos encontramos con un sensor en el que nivel de continua es muy elevado con respecto al de la señal. Aplicando recubrimientos antirreflectantes en las diversas superficies ópticas de todos los elementos del sistema se podría disminuir considerablemente el nivel de continua y a su vez incrementar el de la señal; sin embargo el nivel de potencia óptica que tendríamos en la señal no pasaría de unos pocos nW, lo cual hace inviable esta configuración.

Tabla VI.5 Evaluación del giro de la polarización y de la modulación en intensidad que se produce en el interior del monocristal $\text{Cd}_{0.57}\text{Mn}_{0.43}\text{Te}$, y que son debidas a la variación del campo magnético en el eje del imán (Fig. VI.21)

Espesor del diente	Distancia al imán	Ángulo girado(θ)	Modulación (dB)
2 mm	1 mm	-9.3°	1.1
	2 mm	-8.7°	1.01
4 mm	1 mm	-21.3°	3.13
	2 mm	-18.4°	2.56

Aparentemente la razón de que la intensidad óptica del sistema sea tan baja no es a causa del monocristal, ya que su transmitancia es suficientemente elevada (Fig. III.3). Para verificar esa curva (que es para un monocristal de 2 mm de espesor) se midió la atenuación en el monocristal de 5 mm de longitud con un láser de HeNe, que resultó ser de 5.9 dB (25.7%). Sin embargo, la que a nosotros nos interesa es la del sistema formado por una fibra óptica, un polarizador, el monocristal y un espejo. Medir la atenuación en un sistema de este tipo es bastante complicado ya que la luz vuelve por el mismo camino que entra, así que la hemos determinado en un sistema por transmisión (Fig. VI.23) que suponemos equivale a la mitad de la atenuación en el sistema por reflexión. De los datos se obtiene una atenuación de 20 dB, que en el sensor por reflexión equivale a 40 dB. Estos datos justifican que de los $400\mu\text{W}$ que se inyectan en la fibra óptica por medio del LED SFH752V de Siemens (Fig. V.6) sólo detectemos en el fotodiodo 0.7 nW de señal, que equivale a que en el sistema tengamos una atenuación total de 58 dB. Estos se podrían justificar con 11 dB del paso por el empalme y las fibras ópticas (Cap. V) y 47 dB de la transmisión a través del polarizador, el monocristal y el espejo (hay que tener en cuenta que el haz de luz que sale de la fibra óptica es divergente, y por consiguiente la atenuación medida en el sistema por transmisión será algo menor que la mitad de la existente en el sistema por reflexión).

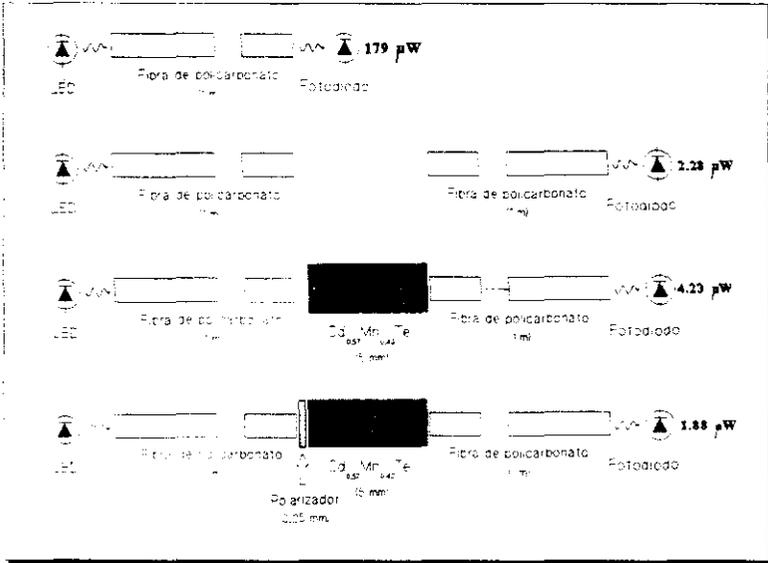


Figura VI.23 Evaluación de la atenuación en un sensor por transmisión que utiliza un monocristal de Cd_{0,52}Mn_{0,48}Te de 5 mm de longitud

A la vista de los anteriores resultados podemos concluir que la configuración es adecuada en cuanto a que la variación del campo magnético es grande. Sin embargo la parte óptica del sistema presenta una atenuación excesiva. Debido a ello no se intentó siquiera haberlo con el policristal, puesto que los resultados con el monocristal nos previnieron de haberlo. Esta puede aminorarse utilizando lentes colimadoras a la salida de la fibra óptica, de tal modo que el haz de luz que se propaga por el monocristal deje de ser divergente. También se puede disminuir la longitud del monocristal, ya que la zona donde se produce la variación de campo magnético más intensa es cerca de la superficie por donde pasa el diente. Esta fue la solución que se adoptó al final, aprovechando el efecto de la amplificación de la constante de Verdet.

Desarrollo del prototipo final

Gracias a los datos del campo magnético a lo largo del eje del imán (Fig. VI.10) y los de su variación ante la presencia de un diente de material ferromagnético en sus cercanías (Fig. VI.20), se pudo encontrar una solución definitiva al problema del tacómetro para el ABS.

Si se observa la figura VI.21 se aprecia que hay una zona muy estrecha en la cual la variación de campo magnético es claramente más intensa. Esta se produce debido a que el campo magnético cerca de la superficie del imán es nulo, pero al aproximarse el diente de material ferromagnético la curva de la figura VI.10 se deforma y se desplaza hacia donde está el diente. De ese modo aparece campo magnético en esa zona y se produce la acusada variación de éste que se ve en la figura VI.21. Para aprovechar esta situación lo que se puede hacer es utilizar una lámina de $Cd_{0.4}Mn_{0.6}Te$ policristalino de pequeño espesor (<2 mm), ya que la zona en la que se produce el pico de ΔH no es mucho más grande. Sin embargo, para que el sensor tenga un nivel de modulación adecuado es conveniente que amplificar la constante de Verdet en la lámina de material. Como esta bastante estrecha, la atenuación (α^2) será baja y por consiguiente la constante de Verdet amplificada, V^* , la podremos duplicar o incluso triplicar, tal como veremos más adelante.

Si aplicamos las ecuaciones del apartado VI.1.4 al caso de dos láminas de $Cd_{0.4}Mn_{0.6}Te$ policristalino de 0.1 mm y 0.2 mm de espesor, que han sido espejadas por una de sus caras ($R=1$) y en la otra llevan un recubrimiento de reflectividad R' , podemos obtener el valor de amplificación de la constante de Verdet en función del de la reflectividad R' (Fig. VI.24). En esta se aprecia el valor máximo de amplificación de la constante de Verdet es menor que 3. Incluso para recubrimientos altamente reflectantes ($R' > 0.95$) el coeficiente disminuye. Esto tiene en cuenta que sólo amplifican el coeficiente aquellas amplitudes que tras reflejarse n veces, el valor del ángulo que forman con el eje del polarizador, $n\theta$, sea menor que 180° (Fig. VI.8). Las que sobrepasan este ángulo tienden a hacer disminuir la constante de Verdet amplificada.

Para hallar los puntos de la gráfica se ha tenido en cuenta que $\alpha=0.76 \text{ mm}^{-1}$ y por tanto que $\alpha^2=0.065$ para la lámina de 1 mm y 0.125 para la de 2 mm. Se ha considerado que $\beta=0^\circ$. También aparece representado el caso de un material poco absorbente, como es el caso de una lámina de vidrio, que para espesores de este tipo se puede considerar que $\alpha^2 < 10^{-4}$. Además se ha supuesto que se utilizaba una fuente de luz perfectamente colimada, como por ejemplo un láser. Sin embargo se aprecia que el factor de amplificación es menor que tres.

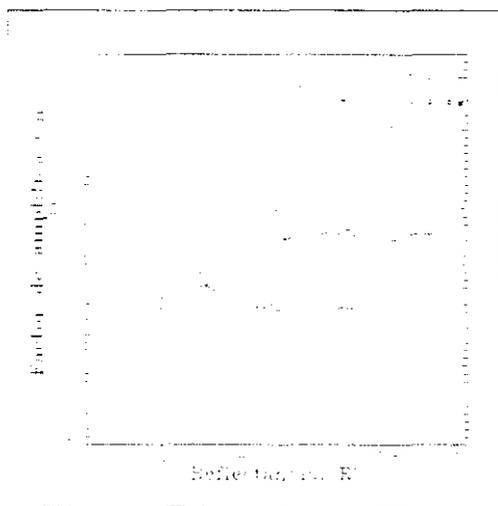


Figura VI.23 Factor de amplificación de la constante de Verdet para dos láminas de $\text{Cd}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Te}$ policristalino de 0.1 y 0.2 mm de espesor (implementadas en una configuración del tipo de la figura VI.6) y para una lámina de vidrio con una absorción $\alpha^2 < 10^{-4}$ y un láser como fuente de luz

Para una situación determinada, como la de un $\Delta H=600$ gauss (Fig. VI.21), se puede calcular el ángulo equivalente Θ que giraría la amplitud del haz de luz resultante de la suma de todos los reflejados. Si elegimos la lámina de 0.2 mm de espesor y una $R=0.7$, el factor de amplificación de la constante de Verdet es de $2.3 \cdot 10^{-4} \text{ rad T}^{-1} \text{ m}^{-1} = 1070 \text{ rad T m}^{-1}$ y el ángulo Θ es 33.8° . Aumentando ligeramente el espesor de la lámina, la reflectancia y con un imán de di-

mensiones algo mayores (ya que la variación es proporcional al valor del campo magnético) probablemente se puedan rebasar los 45° . El inconveniente del sensor es que un recubrimiento de elevada reflectancia a la entrada del material magnetoóptico, hace que la intensidad de la señal que vuelve sea mucho más débil que el nivel de continua que se produce a causa de las reflexiones en éste recubrimiento y en las otras superficies del sensor.

No se llevó a efecto un sensor de esta clase debido a los inconvenientes que suponía el preparar una lámina tan delgada y posteriormente darle el recubrimiento adecuado. Lo que se hizo fue comprobar que la variación del campo magnético era tan acusada como parecía y que permitía una fuerte modulación de la luz al paso de los dientes de un disco dentado.

Para ello diseñamos y construimos un sensor para el sistema de frenos ABS que estuviera basado en otro material magnetoóptico de mayor constante de Verdet, de tal modo que con una lámina del mismo de pequeño espesor pudiéramos girar bastante el plano de polarización sin más que aplicar un pequeño campo magnético. El material seleccionado fue un granate de bismuto (BIG) que fue suministrado por la compañía Optics for Research (USA). Este compuesto es ferromagnético y tiene una constante de Verdet de $\sim 500^\circ/\text{cm}$. Su imanación de saturación es $M_s=200$ gauss y la película suministrada ya viene con un espejo de dieléctrico incorporado, de tal forma que en saturación la polarización gira en el interior del material 90° cuando el campo aplicado es superior a ese valor. En concreto en un espacio de $\sim 100 \mu\text{m}$ (según el fabricante) y con un campo magnético de 200 gauss, este material es capaz de girar 90° la polarización, con lo que se consigue la modulación máxima.

Este hecho se aprovechó para montar un sensor como el esquematizado en la figura VI.25. El imán empleado es de distintas dimensiones al anterior, ya que el BIG venía encapsulado en un soporte de 6 mm de diámetro. Al igual que antes, el sensor se introduce a través del taladro del imán y se fija justo cuando el BIG está en la zona de campo magnético cero (el diagrama es análogo al del Fig. VI.10a). El efecto de la modulación de la luz cuando pasa un diente de un disco dentado se produce gracias a que la zona de campo magnético nulo se desplaza en el eje del imán y por consiguiente aparece un campo magnético neto sobre el

BIG, que causa el giro de la polarización. Cuando se consigue que este campo magnético sea superior a la imanación de saturación del BIG la modulación obtenida será máxima.

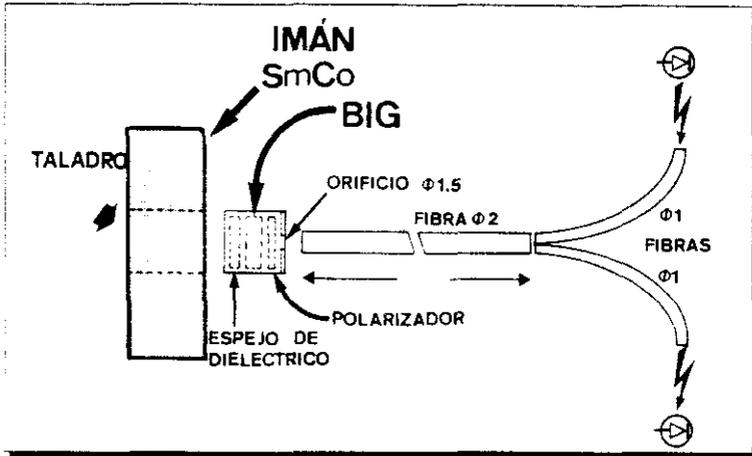


Figura VI.25 Configuración del sensor definitivo para el sistema de frenos ABS

La principal ventaja de utilizar un compuesto ferromagnético está en que a partir de un determinado valor del campo magnético se satura el material y no continúa girando la polarización. Esto permite configurar todo el sistema de tal modo que esté sobredimensionado, a fin de que las tolerancias mecánicas de fabricación (excentricidad, etc.) y funcionamiento (precesión, cabeceo, etc.) del disco mecánico, así como la disminución del campo magnético en el imán (que sólo es debida a la temperatura, ya que los procesos de des imanación son muy pequeños en estos imanes *tan duros*) no afecten a las prestaciones del sensor.

Los niveles de luz que se obtienen en el fotodiodo son de $3.9 \mu W$ sin campo magnético y de $3.3 \mu W$ en saturación. La relación señal ruido puede parecer alta, pero hay que apuntar que todo el nivel de continua es evitable, ya que es debido sólo a las reflexiones en la superficie de los materiales. Además, como se puede ver en la figura VI.25 la superficie de la

fibra óptica está separada de la del polarizador a causa de que el orificio que presenta el encapsulado es de sólo 1.5 mm de diámetro y la fibra es de 2 mm de diámetro. Por lo tanto, el nivel de potencia óptica del sistema se puede aumentar considerablemente.

Finalmente se diseñó y construyó un disco con 46 dientes para verificar el funcionamiento del sensor. Con él se despejó una de las últimas incógnitas que presentaba la utilización del BIG, que es su comportamiento en frecuencia. Como material ferromagnético que es, se piensa que su ancho de banda es mucho menor que el del $Cd_{1-x}Mn_xTe$, que como se ha visto anteriormente llega a ser del orden del GHz. La prueba que se hizo fue hacer girar el disco a una frecuencia máxima de 65 Hz, que equivale a una frecuencia de paso de los dientes de 2990 Hz. Como no todos los dientes eran iguales, y el disco era algo excéntrico, uno de los dientes del disco se rebajó para poder medir la disminución de la señal producida siempre por el paso del mismo diente. La señal producida por el giro del disco se ve en la figura VI.26, en la que se aprecia el pulso producido por el diente que ha sido rebajado.

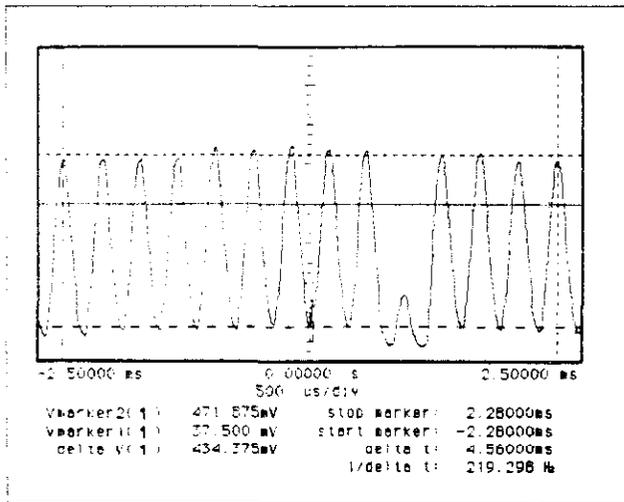


Figura VI.26 Señal producida por el sensor al girar un disco dentado con 46 dientes a 62 Hz

La variación del nivel de señal que se produce en el diente siguiente al rebajado se puede ver en la figura VI.27. En ella se representa el voltaje pico-pico de la señal en función de la frecuencia, $V_{pp}(f)$, partido por el que se produce a frecuencia prácticamente nula, $V_{pp}(0)$. Se aprecia que a 3000 Hz de frecuencia de paso del diente la señal no cae más que en 0.5 dB. Así que podemos concluir que el comportamiento del sensor a las frecuencias a las que gira la rueda de un automóvil es bastante independiente de la frecuencia.

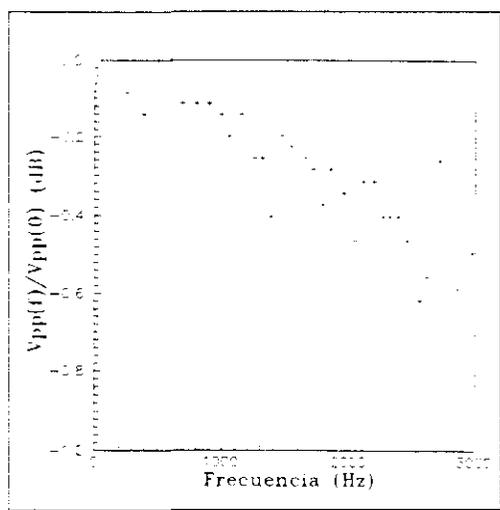


Figura VI.25 Respuesta en frecuencia del sensor definitivo

Finalmente se muestra en la fotos VI.3 y VI.4 una vista del aspecto definitivo del sensor.

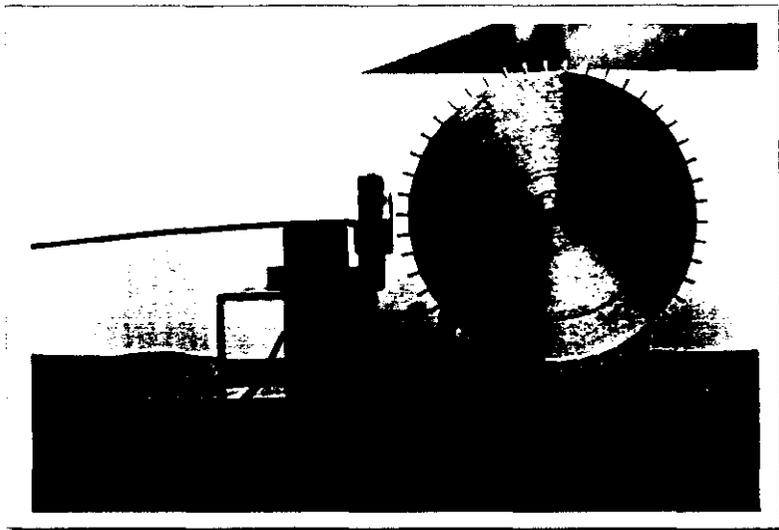


Foto VI.3 Aspecto final del sensor para el sistema de frenos ABS

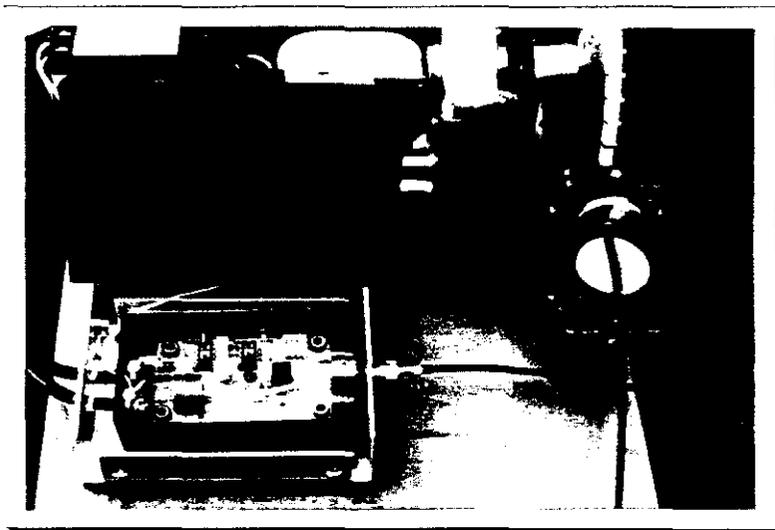


Foto VI.4 Aspecto final del sensor para el sistema de frenos ABS. Obsérvese el empalme en paralelo por el que se conectan las fibras ópticas

Conclusiones

A continuación se exponen las conclusiones de esta memoria de Tesis Doctoral sobre el desarrollo de dispositivos magnetoópticos por fibra óptica de plástico basados en el efecto Faraday:

1. Se han desarrollado compuestos del tipo $Cd_{1-x}Mn_xTe$ en estado policristalino por medio de un proceso de síntesis. En estos compuestos se ha medido una constante de Verdet similar a la de los compuestos monocristalinos de la misma composición. Sus propiedades de transmisión son también análogas a las de los monocristales en lo que respecta a la existencia de una longitud de onda de corte por debajo de la cual la transmisión es prácticamente nula. Sin embargo estos compuestos actúan como difusores y debido a ello son peores transmisores de la luz que los monocristales.
2. Dado que el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino tiene una elevada constante de Verdet se puede emplear en el desarrollo de sensores magnetoópticos por efecto Faraday. Se ha comprobado que el material no despolariza apreciablemente la luz que lo atraviesa, así que no existen impedimentos para su utilización en este tipo de aplicaciones. Sin embargo, presentan un serio inconveniente a la hora de ser empleado en dispositivos tales como los aisladores ópticos, en los que se requiere que la calidad del haz de luz que se transmite a través del rotador de Faraday no se degrade.
3. Se ha demostrado la posibilidad de aplicar el $Cd_{1-x}Mn_xTe$ policristalino en sensores por fibra óptica de plástico. Dentro de las dos configuraciones topológicamente posibles en este tipo de sensores, la de transmisión y la de reflexión, se ha demostrado que la más adecuada es esta última.
4. Hemos encontrado, medido y demostrado teóricamente un procedimiento de amplificación de la constante de Verdet en un material magnetoóptico. Este nuevo fenómeno ha de tenerse en cuenta a la hora de caracterizar un rotador de Faraday de elevado

índice de refracción. También es aprovechable a la hora de incrementar la sensibilidad de un sensor por efecto Faraday. El factor máximo de amplificación es de tres.

5. En base a la aplicación de este material y de las fibras ópticas de plástico se ha conseguido medir las revoluciones de un eje por diversos medios. En primer lugar se ha desarrollado un velocímetro y posteriormente se ha conseguido una alternativa a los sensores de los sistemas de frenada anti-bloqueo (ABS) que existen en la actualidad y que están basados en fenómenos eléctricos y magnéticos.

Referencias

- [1] Pershan, P.S., "Magneto-optical effects", *J. Appl. Phys.*, **38** (1967), p.1482-90
- [2] Weber, M.J., "Faraday rotator materials for laser systems", *SPIE* **681** (1986), p. 75-90
- [3] Tabor, W.J., "Magneto-optic materials", *Laser Handbook* (1972), p. 1009-27, North-Holland
- [4] Hunt, R.P., *IEEE Trans. Magnetics* **5** (1969), p.700
- [5] Furdyna, J.K., "Diluted magnetic semiconductors: An interface of semiconductor physics and magnetism", *J. Appl. Phys.* **53** (1982), p. 7637-43
- [6] Gaj, J.A., Galazka, R.R., and Nawrocki, M. "Giant exciton Faraday rotation in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ p mixed crystals", *Sol. Stat. Commun.* **25** (1978), p. 193-5
- [7] Turner, A.E., Gunshor, R.L., Datta, S., "New class of materials for optical isolators", *Appl. Opt.* **22** (1983), p. 3152-4
- [8] Kullendorf, N., and Hók, B., "Temperature independent Faraday rotation near the band gap in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ p" *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985), p.1016-9
- [9] Szczur, K., Mendel, W., and Gaj, J.A., "Application of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ p crystal to the construction of a polarimeter without moving parts", *Phys. of Semiconducting Compounds, Proc. XI Conference, Polish Acad. Scienc.* (1982), p. 175-8
- [10] Triboulet, R., and Didier G., *J. Cryst. Growth* **52** (1984), p. 614
- [11] *Handbook of Chemistry and Physics*. 60th Ed (1980), CRC Press
- [12] Durbin, S.M., "X-Ray standing wave determination of Mn sublattice occupancy in a $Cd_{1-x}Mn_xTe$ mosaic crystal", *J. Appl. Phys.* **64** (1988), p. 2312-5
- [13] Botka, N., Stankiewicz, J., and Giriat, W., "Electroreflectance studies in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ solid solutions". *J. Appl. Phys.* **52** (1981) p. 4189-93
- [14] Lautenschlager, S., Logothetidis, S., Viña, L., and Cardona, M., "Ellipsometric studies of the dielectric function of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ alloys", *Phys. Rev. B.* **32** (1985), p. 3811-8
- [15] Hobgood, H.M., Swanson B.W., and Thomas, R.N., "Czochralski growth of CdTe and CdMnTe from liquid encapsulated melts", *J. Cryst. Growth* **85** (1987), p. 510-20
- [16] Koyanagi, T., and Kakuci, M., "Epitaxial growth of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ pfilms by ionized-cluster beams and their magneto-optical properties", *J. Appl. Phys.* **61** (1987), p. 3020-4
- [17] Wu, Y., and Sladek, R.J., "Imperfections in the crystal structure of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ", *J. Appl. Phys.* **53** (1982), p. 8589-92

- [18] Oh, K.N., Kim, S.U., and Park, M.J. "A stress effect of grinding on $Cd_{1-x}Mn_xTe$ powder", *J. Korean Phys. Soc.* **20** (1987), p. 50-4
- [19] Kim, S.S., Kim, S.U., and Park, M.J. "A study of the optical, electrical properties in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ crystalline powders", *J. Korean Phys. Soc.* **20** (1987), p. 219-25
- [20] Rohatgi, A. et al., "Growth and characterization of CdMnTe and CdZnTe polycrystalline thin films for solar cells", *Solar Cells*, **24** (1988), p. 185-94
- [21] Miotkowski, J., and Miotkowskas, "Optical constants of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ p thin films", *Thin Solid Films* **165** (1988) p. 91-7
- [22] Mikami, N. et al., "Temperature dependence of magnetic field sensors using $Cd_{1-x}Mn_xTe$ and a light-emitting-diode light source", *J. Appl. Phys.*, **69** (1991), p. 433-8
- [23] Franciosi, et al., "d states, exchange splitting, and Mn electronic configuration in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ", *Phys. Rev. B*, **40** (1989), p. 12009-12
- [24] Tauc, J., "Optical properties of non-crystalline solids", en el libro "Optical properties of solids", Abeles, F., Edit. North-Holland, 1972, Cap. 5, p. 293
- [25] Tauc, J., "Optical properties of non-crystalline solids", en el libro "Optical properties of solids", Abeles, F., Edit. North-Holland, 1972, Cap. 5, p. 296
- [26] Awschalom, D.D. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985), p. 1128
- [27] Butler, M.A., "Wavelength and temperature dependence of the Faraday effect in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ", *Solid Stat. Comm.* **62** (1987), p. 45-7
- [28] Hansen, P., Witter, K., and Tolksdorf W., "Magnetic and magneto optical properties of bismuth-substituted gadolinium iron garnet films", *Phys. Rev. B* **27** (1983), p. 4375-83
- [29] Dillon, J.F., "Optical properties of several ferrimagnetic garnets" *J. Appl. Phys.* **29** (1958), p. 539-41
- [30] Sansalone, F.J., "Compact optical isolator", *Appl. Opt.* **10** (1970), p. 2329-31
- [31] Manzi, D., "Terbium Gallium Garnet- Putting a new spin on things" *Laser&Optronics*, Feb. (1989), p. 63-5
- [32] Wunderlich, J.A., and DeShazer, L.G., "Visible optical isolator using ZnSe", *Appl. Opt.* **16** (1977), p. 1584-7
- [33] "Faraday Rotator Glass", Hoya Corporation Data Sheet (1988)
- [34] Butler, M.A., Martin, S.J., and Baugham, R.J., "Frequency-dependent Faraday rotation in CdMnTe", *Appl. Phys. Lett.*, **49** (1986), p. 1053-5
- [35] Butler, M.A., and Martin, S.J., "Optical fiber magnetic field with nanosecond response time" *Proc. Int. Conf. on Solid-State sensors and actuators. IEEE, Transducers 85 - Boston* (1985)
- [36] Krenn, H. et al., "Photoinduced magnetization in diluted magnetic (semimagnetic) semiconductors" *Phys. Rev. B*, **39** (1989), p. 10918-34

- [37] Fray, J., "Observation of nonlinear Faraday processes in CdMnTe diluted magnetic semiconductors", *Opt. Commun.* **84** (1991), p. 76-80
- [38] Nakamura, K., et al. "Electro-optical effects of Cd_{1-x}Mn_xTe films prepared by ionized-cluster beams", *J. Appl. Phys.* **65** (1989) p. 1381-3
- [39] Triboulet, R., and Didier G., *J. Crystal Growth*, **52**, (1981) p. 614
- [40] Azarov, L.V., "Elements of X-Ray crystallography", Cap. 20, p. 549
- [41] Stone, J.M., "Radiation and optics", McGraw-Hill, Cap. 7, p. 148
- [42] Born, M., and Wolf, E., "Principles of optics", Pergamon Press (1980), Cap. 13, p. 656
- [43] Stone, J.M., "Radiation and optics", McGraw-Hill, Cap. 13, p. 313
- [44] Marinelli, M., Milani, E., Paroli, P., "Measuring Faraday rotation over extended wavelength ranges: a simple method", *Appl. Opt.*, **27** (1988), p. 4360-1
- [45] Zoido, J. and Bernabeu, E. (pendiente de publicación)
- [46] Kingbright Optoelectronic Components, Alemania (1991)
- [47] "Polaroid Product Data Sheet", Polaroid, EEUU (1989)
- [48] "Polarcor polarizing filters", Corning, Francia (1989)
- [49] "Eska Optical fiber directory", Mitsubishi Rayon Co., Ltd., Japón (1986)
- [50] Tanaka, A., Sawada, H., Noburu, W., "New plastic optical fiber using polycarbonate core", *Fujitsu Sci. Tech. J.*, **23** (1987), p. 166-76
- [51] Terada, H., and Itoh, T., "Plastic optical fiber and its application", *Optical devices and Fibers, Jap. Ann. Rev. in Electronics, Computers and Telecomm.*, **17** (1985), North-Holland
- [52] Hecht, J., "Understanding fiber optics", Howard W. Saws & Company, EEUU (1989)
- [53] Optoelectronic designer's catalog, Hewlett-Packard, EEUU (1991)
- [54] Optoelectronics catalog, Motorola Semiconductors, Francia (1988)
- [55] Optoelectronics Handbook, Siemens, EEUU (1990)
- [56] Clarke, D., and Grainger J.F., "Polarized light and optical measurement", Pergamon Press (1971), Cap. 1, p. 22
- [57] Beck, W., "Tapping optical fiber: A new tool for short-haul systems designers", *Laserfocus*, Nov. 1987
- [58] Zook, B.J., and Pollock, "Fiber optic tachometer based on the Faraday effect", *Appl. Opt.*, **28** (1989), p. 1991-4
- [59] Shiraiishi, K., Sugaya, S., and Kawakami S., "Fiber faraday rotator", *Appl. Opt.* **23** (1984), p. 1103-6

- [60] Antonov, S.N., Bulyuk, A.N., and Kotov, V.M., "Faraday fiber optic magnetic field sensor", *Sov. J. Quantum Electron.* 21 (1991), p.126-8
- [61] Day, G.W., "Recent advances in Faraday effect sensors", *Optical Fiber Sensors*, p. 250-4, Springer-Verlag (1989)
- [62] Svantesson, K., Sohlström, H., and Holm, U., "Magneto-optical garnet materials in fibre optic sensors systems for magnetic field sensing", *proc. SPIE 1274 "Elewetro-optic and magneto-optic materials and applications II"*
- [63] Sohlström, H., Holm, U., and Svantesson, K., "A polarization-based fibre optical sensor using a YOG Optical waveguide for magnetic field sensing", *Optical Fiber Sensors*, p.273-8, Springer-Verlag (1989)
- [64] Guerrero, H., Escudero, J.L., and Bernabeu, E., "Polycrystalline materials for magneto-optical devices", *Opt. Lett.*, 17 (1992), p.
- [65] Hibiya, T., Takemasa, I., and Ohta, Y., "Growth and characterization of 300- μ m thick Bi-substituted Gadolinium Iron Garnet films for an optical isolator", *IEEE Trans. Magn.* 22 (1986), p. 11-13
- [66] Durand, E., "Magnétostatique", Masson et C^m, Paris (1968), Cap. 10, p. 598
- [67] Alonso, J., Bernabeu, E., and Llompar, A., "Codificador óptico para la medida de desplazamientos", *Patente de invención N° P-9002607 (1990)*
- [68] Bernabeu, E., Escudero, J.L., and Guerrero, H., "Dispositivo tacométrico", *Patente de invención N° P-9000919/3 (1990)*
- [69] Bernabeu, E., Escudero, J.L., Sainz, J., Basante, A., and Guerrero, H., "Sistema magnetoóptico de medición de la velocidad angular de un eje", *Patente de invención N° P-9101830 (1991)*
- [70a] Guerrero, H., Escudero, J.L., and Bernabeu, E., "Speedometer device using plastic optical fibre", *Meas. Sci. Technol.* 3 (1992), p. 233-5
- Reproducida en
- [70b] Guerrero, H., Escudero, J.L., and Bernabeu, E., "Speedometer device using plastic optical fiber", *Engineering Optics*, Mayo (1992)
- [71] Bozorth, R.M., and Chapin, D.M., "Demagnetizing factors of rods", *J. Appl. Phys.* 13 (1942), p. 320-6