

Capítulo 3

Efecto Kerr magneto-óptico

3.1. Introducción al efecto Kerr magneto-óptico

Una manera de estudiar las propiedades magnéticas de los materiales es haciendo uso de los efectos magneto-ópticos, los cuales surgen como resultado de la interacción entre la luz y la materia que es sujeta a un campo magnético y que en el caso de materiales que tengan cierto orden magnético, tales como los materiales ferromagnéticos, se siguen observando estos fenómenos en el caso de que no se apliquen campos magnéticos externos, estos fenómenos provienen de la separación de niveles de energía inducidos por la aplicación de un campo magnético externo, es decir proviene del efecto Zeeman y lo cual provoca que cambie el espectro del coeficiente de absorción y tiende a la aparición o a la variación de la anisotropía magnética. Esta anisotropía de un medio magnetizado se puede observar en la reflexión de la luz en la superficie, el cual es el llamado efecto Kerr magneto-óptico, el cual fue descubierto por John Kerr en 1888 observando el cambio de polarización lineal a elíptica provocado por la reflexión de la luz en un electroimán pulido [12]. En la espectroscopia de efecto Kerr magneto-óptico generalmente se distingue entre la polarización lineal incidente entre s y p en las cuales el campo eléctrico está normal (s) o paralelo (p) al plano de incidencia y estas propiedades magneto-ópticas dependen de las polarizaciones s y p [13]. Se pueden caracterizar tres tipos de efecto Kerr dependiendo de la orientación del vector de magnetización con respecto a la superficie y al plano de incidencia del haz: polar, longitudinal y transversal, los cuales se observan en la figura 3.1, la configuración polar (fig. 3.1(a)) se obtiene cuando el vector de magnetización se orienta en la dirección perpendicularmente a la superficie del material y paralelamente al plano de incidencia, la geometría

longitudinal (fig. 3.1(b)) se obtiene cuando se orienta el vector de magnetización paralelamente a la superficie del material y al plano de incidencia y la configuración transversal se da cuando se orienta perpendicularmente al plano de incidencia y de paralelamente a la superficie. La influencia de la magnetización en las configuraciones polar y longitudinal provoca la rotación del plano de polarización y la aparición de la elipticidad de la luz reflejada, en cambio en la configuración transversal solo se observa el cambio de la intensidad y la fase del haz incidente [13].

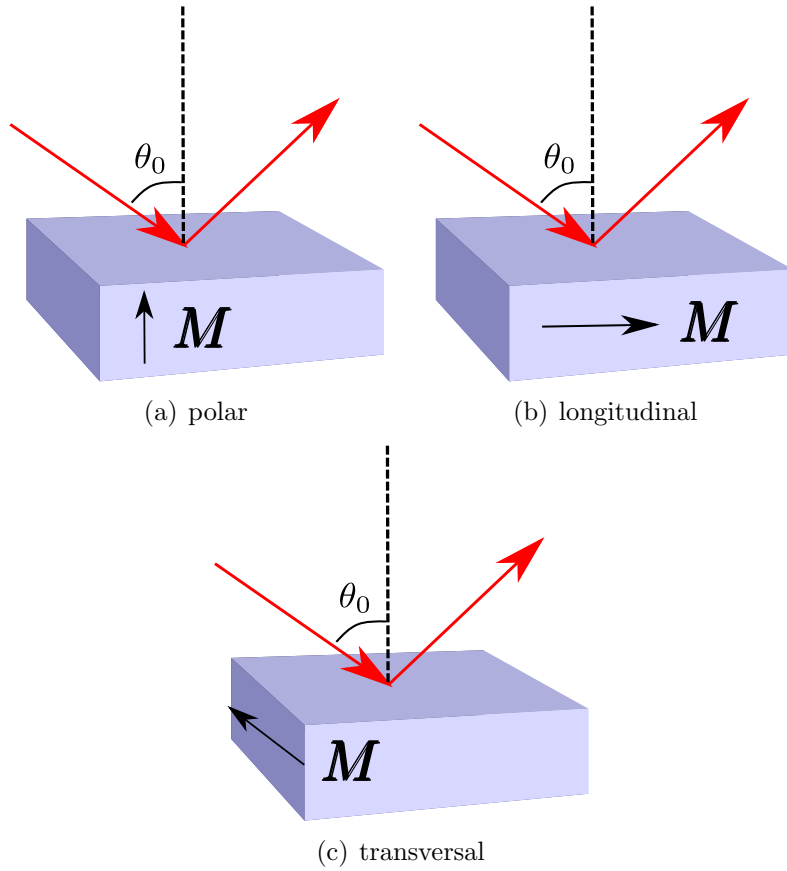


Figura 3.1: Diferentes configuraciones del efecto Kerr magneto-óptico

la constante de dieléctrica se puede escribir de la siguiente forma asumiendo $\epsilon_{xx} \approx \epsilon_{zz}$ [14]:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & -iQ_1m_z & iQ_2m_y \\ iQ_1m_z & 1 & iQ_3m_x \\ -iQ_2m_y & -iQ_3m_x & 1 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

en donde $m_{x,y,z}$ son los cosenos directores del vector de magnetización y

$$(Q_1, Q_2, Q_3) = \left(i \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}}, -i \frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{xx}}, -i \frac{\epsilon_{yz}}{\epsilon_{xx}} \right)$$

son las constantes giromagnéticas del material [13, 14]. Es importante notar que las componenets del tensor dieléctrico $\hat{\epsilon}_{\alpha,\beta}$ tienen componente real e imaginaria $\hat{\epsilon}_{\alpha,\beta} = \epsilon_{\alpha,\beta}^{(1)} + i\epsilon_{\alpha,\beta}^{(2)}$, donde $\alpha, \beta \equiv x, y, z$, $\epsilon_{xx} = (n+k)^2$ en donde n y k son el índice de refracción y el coeficiente de extinción respectivamente. El tensor dieléctrico se relaciona con el de la conductividad $\hat{\sigma}_{\alpha,\beta} = \sigma_{\alpha,\beta}^{(1)} + i\sigma_{\alpha,\beta}^{(2)}$ de la siguiente forma:

$$\hat{\epsilon}_{\alpha,\beta}(\omega) = \delta_{\alpha,\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \hat{\sigma}_{\alpha,\beta}(\omega) \quad (3.2)$$

y de igual forma se puede definir el coeficiente de refracción complejo $\hat{N}(\omega)$

$$\hat{N}(\omega) \equiv \sqrt{\hat{\epsilon}(\omega)} = n(\omega) + k(\omega). \quad (3.3)$$

Resolviendo las ecuaciones de Maxwell utilizando el tensor dieléctrico (ec. 3.1) se encuentra que la matriz de reflexión de Fresnel, la cual es utilizada en el análisis de Jones del apéndice A, se puede escribir como:

$$R = \begin{pmatrix} \tilde{r}_{pp} & \tilde{r}_{ps} \\ \tilde{r}_{sp} & \tilde{r}_{ss} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

en donde $\tilde{r}_{i,j}$ es la razón entre el campo eléctrico incidente j y el campo reflejado i , cuyas expresiones se pueden encontrar en el artículo de Chun-Yeol You [14]. Los efectos magnetoópticos se pueden definir en función de estos parámetros escribiendo el ángulo Kerr complejo [14]

$$\Theta_K^p = \theta_K^p + i\eta_K^p \equiv \frac{\tilde{r}_{sp}}{\tilde{r}_{pp}} \quad (3.5a)$$

$$\Theta_K^s = \theta_K^s + i\eta_K^s \equiv \frac{\tilde{r}_{ps}}{\tilde{r}_{ss}}. \quad (3.5b)$$

en donde θ_K es el ángulo de rotación de la polarización y η_K es la elipticidad de el haz de luz y estas expresiones son utilizadas para obtener las ecuaciones para el efecto Kerr en sus tres configuraciones.

3.2. Efecto Kerr longitudinal

En el caso de la configuración longitudinal se asume que $m_x = m_z = 0$ y $m_y = 1$ y por lo tanto el tensor dieléctrico se puede escribir como:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{xx} & 0 \\ -\epsilon_{xz} & 0 & \epsilon_{xx} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

La ecuación para el ángulo Kerr complejo con la configuración longitudinal se encuentra utilizando las ecuaciones para el caso general [13]:

$$\Theta_K^{s,p} = -\frac{\hat{\epsilon}_{xz} \sin(\theta_0) \left(\sqrt{\hat{\epsilon}_{xx} - \sin^2(\theta_0)} \pm \sin(\theta_0) \tan(\theta_0) \right)}{(\hat{\epsilon}_{xx} - 1)(\hat{\epsilon}_{xx} - \tan^2(\theta_0)) \sqrt{\hat{\epsilon}_{xx} - \sin^2(\theta_0)}}, \quad (3.7)$$

en donde θ_0 es el ángulo de incidencia del haz mostrado en la figura 3.1(b) y los signos mas y menos corresponde a la polarización s y p respectivamente. En el caso en que la aproximación $\epsilon_{xx} \approx \epsilon_{zz}$ ya no sea válida se tiene la siguiente expresión [13]:

$$\Theta_K^{s,p} = -\frac{2\hat{\epsilon}_{xz} \sin(\theta_0) \cos(\theta_0) \sqrt{\hat{\epsilon}_{xx}}}{D}, \quad (3.8)$$

con

$$D = \left(\sqrt{\hat{\epsilon}_{xx}(\hat{\epsilon}_{zz} - \sin^2(\theta_0))} + \sqrt{\hat{\epsilon}_{zz}(\hat{\epsilon}_{xx} - \sin^2(\theta_0))} \right) \times \\ \left(\sqrt{\hat{\epsilon}_{xx} - \sin^2(\theta_0)} \pm \cos(\theta_0) \right) \left(\sqrt{\hat{\epsilon}_{xx}\hat{\epsilon}_{zz}} \cos(\theta_0) \mp \sqrt{\hat{\epsilon}_{zz} - \sin^2(\theta_0)} \right).$$

La ecuación 3.8 y su aproximación (ec. 3.7) son las expresiones fundamentales para explicar la espectroscopia de l efecto Kerr magneto-óptico.