

# Desarrollo de un magnetómetro óptico de efecto Kerr polar para el estudio de la dinámica de dominios en muestras ferromagnéticas

Matías Emanuel Alberici

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Diciembre 2020

TEMA: Dinámica de paredes de dominio magnéticos

ALUMNO: LU N° 213/15

LUGAR DE TRABAJO: Laboratorio de óptica y fotónica y Laboratorio de bajas temperaturas, Departamento de Física, FCEyN, UBA.

DIRECTORA DEL TRABAJO: Dra. María Gabriela Capeluto

CODIRECTORA: Dra. Gabriela Pasquini

FECHA DE INICIACION: Abril 2020

FECHA DE FINALIZACION: Diciembre 2020

FECHA DE EXAMEN: 21/12/2020

INFORME FINAL APROBADO POR:

---

Autor

---

Jurado

---

Director

---

Jurado

---

Profesor de Tesis de Licenciatura

---

Jurado

*Este trabajo se lo dedico a mis padres, que me apoyaron incondicionalmente a lo largo de toda la vida. A toda mi familia, en especial a mi hermana Ayelen y a mis abuelos, que me alentaron siempre. A mi novia Carolina, quien me apoyó y alentó para continuar, en especial en el último tiempo. A mis amigos Alejandro y Martin, que me acompañan desde hace más de media vida. A todos los docentes que a lo largo de mi vida me inspiraron a estudiar y me transmitieron buenos valores. Para todos ellos hago esta dedicatoria.*

# Agradecimientos

Quiero agradecer a toda mi familia, a mi novia y a mis amigos, por apoyarme aún en los peores momentos. En especial, agradezco a mis padres, que siempre estuvieron ahí para darme palabras de aliento.

Quiero agradecer también a mis directoras de tesis, Gabriela Capeluto y Gabriela Pasquini, por la guía y el apoyo necesarios para poder realizar este trabajo. También, a la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires, por brindarme todas las herramientas necesarias para llevar a cabo este trabajo.

Agradezco a Dios y a todas las personas que me brindaron su apoyo y ayudaron directa e indirectamente a que este trabajo finalice.

# Resumen

Las técnicas magneto-ópticas, basadas en el principio de rotación de Faraday-Kerr, son herramientas ampliamente utilizadas para estudiar fenómenos magnéticos en la micro y mesoescala que han cobrado especial relevancia por su utilidad para estudiar la dinámica en dominios. En este trabajo se describe el diseño, modelado y construcción de un magnetómetro láser de efecto Kerr polar que será utilizado para medir la respuesta dinámica de paredes de dominios en multicapas de materiales ferromagnéticos, ante la aplicación de campos alternos. El principio de medición de la señal magneto óptica se basa en una técnica de detección balanceada, siendo la magnetización proporcional a la resta de dos señales.

En primer lugar, se estudio un modelo simple para describir la evolución de los dominios magnéticos ante un campo alterno. Para ello, se propuso un modelo de Ising que incluye dependencia temporal y permite modelar sistemas donde predomina el desorden. Las simulaciones hechas en segmentos de pared muestran que la magnetización en general crece en alguna dirección privilegiada, probablemente favorecida por las fluctuaciones del desorden. Sin embargo, con este modelo no es posible tener en cuenta efectos de forma en los dominios, ni estudiar dominios de dimensiones realistas. Por este motivo, se tomaron resultados a partir de una descripción alternativa basada en las ecuaciones de Guinzburg-Landau con un modelo del tipo  $\phi^4$  para la energía, con los cuales podemos obtener una señal realista de cómo es el decaimiento del área en dominios ante pulsos alternos.

En segundo lugar, se modelaron los coeficientes magnetoópticos responsables del efecto Kerr, utilizando una teoría basada en matrices de propagación, que puede aplicarse a muestras multicapas con un número arbitrario de capas. Estos coeficientes son proporcionales a la magnetización, y dan cuenta del pasaje de polarización s a p debida al efecto Kerr. Es posible además estimar en ángulo de rotación Kerr utilizando estos coeficientes, y se estimó un rotación Kerr del orden de los miligrados para muestras multicapas ferromagnéticas, lo que coincide con datos experimentales.

Luego, una vez obtenida la señal esperada para la evolución temporal de la magnetización y el valor de los coeficientes magneto ópticos, se realizó un diseño del magnetómetro y se calculó la señal Kerr que se espera medir. Se describió a la propagación de los haces a través del sistema óptico empleando el formalismo de matrices de Jones, lo que permitió considerar a los elementos ópticos como no ideales. Se modeló la señal medida por el detector balanceado, considerando las eficiencias de los detectores. Considerando los posibles errores debidos a un sistema no ideal y los parámetros de la detección se estimó un error en la determinación de la magnetización del 7% máximo para condiciones experimentales típicas. Además, fue posible calcular la relación señal ruido S/N en función de diferentes parámetros que intervienen en la misma, estableciendo un valor de S/N representativo del experimento. Simulando las operaciones de un amplificador Lock In, se analizó qué tan bien puede reconstruirse la respuesta de la magnetización a los pulsos alternos, encontrando que con el sistema de medición propuesto podría recuperarse la dinámica esperada.

Finalmente, se construyó una versión preliminar del magnetómetro de forma experimental, diseñando para ello una fuente de corriente para modular el láser así como el sistema de fotodetección. Se logró medir un ciclo de histéresis, consistente con datos experimentales previos, quedando el camino allanado para estudiar la dinámica de dominios.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	II
<b>Resumen</b>	III
<b>1. Introducción general</b>	<b>1</b>
1.1. Efectos magneto-ópticos . . . . .	2
1.2. Muestras de interés . . . . .	5
<b>2. Dinámica de dominios en películas ferromagnéticas</b>	<b>7</b>
2.1. Modelo de línea elástica . . . . .	7
2.2. Dinámica ante campos alternos en el modelo de Ising . . . . .	9
2.2.1. Modelo de Ising dependiente del tiempo, sin desorden . . . . .	10
2.2.2. Modelo de Ising con desorden . . . . .	12
2.3. Descripción con un potencial escalar, modelo $\phi^4$ . . . . .	15
<b>3. Técnica de medición de magnetometría laser</b>	<b>17</b>
3.1. Principio de medición . . . . .	17
3.2. Modulación en fase . . . . .	18
3.3. Modulación en amplitud, detección balanceada . . . . .	19
<b>4. Efecto Kerr en multicapas ferromagnéticas</b>	<b>21</b>
4.1. Coeficientes magneto-ópticos en una interfaz . . . . .	21
4.2. Formulación general para un sistema de multicapas . . . . .	23
4.3. Estimación de los coeficientes para las muestras de interés . . . . .	25
<b>5. Modelado del magnetómetro láser</b>	<b>29</b>
5.1. Descripción del sistema óptico: Formalismo de Jones . . . . .	29
5.2. Sistema de fotodetección . . . . .	35
5.3. Adquisición mediante amplificador Lock In . . . . .	39
<b>6. Desarrollo experimental del magnetómetro</b>	<b>47</b>
6.1. Construcción de fuente de corriente . . . . .	47
6.1.1. Principio de funcionamiento . . . . .	47
6.1.2. Diseño de la fuente . . . . .	48
6.2. Sistema de fotodetección . . . . .	51
6.2.1. Propiedades de los fotodiodos . . . . .	51
6.2.2. Modos de operación del fotodiodo . . . . .	53
6.2.3. Diseño de los fotodetectores . . . . .	55
6.2.4. Sistema de fotodetección balanceada . . . . .	58

6.3. Resultados experimentales . . . . .	59
<b>7. Conclusiones</b>	<b>62</b>
<b>A. Simulación con el modelo de Ising</b>	<b>64</b>
A.1. Métodos de Monte Carlo . . . . .	64
A.2. Consideraciones sobre el programa utilizado . . . . .	65
<b>B. Cálculo de las matrices de Jones</b>	<b>67</b>
<b>C. Elección del disipador de calor para la fuente de corriente</b>	<b>70</b>



# Capítulo 1

## Introducción general

Las propiedades magnéticas en materiales ferromagnéticos están determinadas por la formación de dominios magnéticos, regiones en las que los espines están alineados en la misma dirección [1, 2]. Las interfaces que separan a los dominios magnéticos se conocen como paredes de dominio (PDM). La dinámica y morfología de las PDM en películas delgadas juega un rol esencial en las características espacio-temporales del proceso de inversión de la magnetización, cuyo control es imperativo a la hora de desarrollar nuevos dispositivos basados en memorias magnéticas. Además, el efecto del confinamiento en dimensiones micro y nanométricas en la dinámica de las PDM es un tema de gran interés actual dadas por ejemplo las aplicaciones en espintrónica [3]. En el caso de nanohilos magnéticos, es posible controlar la dinámica de las PDM mediante la sintonización del diámetro de los mismos. En particular, los nanohilos multicapa constituidos por dos tipos de materiales ferromagnéticos, son cruciales para procesamiento de información debido a la posibilidad de manipular a gran velocidad la dirección de la magnetización. La información puede ser guardada y procesada cuando las PDM se encuentran en movimiento [4].

Más allá de las aplicaciones, desde un punto de vista básico, el estudio de la dinámica de las PDM es relevante en un contexto muy amplio, ya que estas interfaces se inscriben en el conjunto de los llamados sistemas elásticos forzados en presencia de desorden [5]. El desorden del medio está asociado por lo general a la distribución de defectos, que rompen la simetría y generan una distribución de centros de anclaje. En todos estos sistemas, la competencia entre las fuerzas elásticas y las de anclaje, en conjunto con las fluctuaciones térmicas, dan lugar a una dinámica compleja. Entre otras cosas, por debajo de una fuerza característica de desanclaje, hay un movimiento térmicamente activado a través de barreras de activación, descrito por leyes universales de escalamiento [6, 7]. En el caso de las PDM, el forzante puede ser generado en la práctica por un campo magnético, una corriente externa o un campo eléctrico [6].

Un caso relativamente sencillo de tratar es el de muestras ultradelgadas con anisotropía magnética perpendicular (AMP), en las que los espines solo pueden apuntar en la dirección perpendicular al plano. La dinámica bajo la aplicación de campos magnéticos continuos en este tipo de muestras ha sido extensivamente estudiada en la última década tanto en trabajos experimentales como teóricos, y muchos aspectos de la física subyacente han sido exitosamente descritos en términos de modelos elásticos 2D [6, 8]. Sin embargo, hay relativamente pocos estudios enfocados en la dinámica alterna y los efectos de la aplicación de campos alternos en este tipo de PDM.

Las técnicas magneto-ópticas, basadas en el principio de rotación de Faraday-Kerr, son las herramientas más utilizadas para estudiar fenómenos magnéticos en la micro y mesoescala [3].

Este efecto se manifiesta en materiales ferromagnéticos mediante un cambio en la polarización de la luz reflejada en la muestra, permitiendo el estudio de propiedades magnéticas por métodos ópticos. El análisis de la polarización de la luz reflejada en una muestra magnética, hace posible “ver” la distribución espacial y la evolución temporal de la magnetización. Por su resolución espacial y temporal, estas técnicas son particularmente útiles para estudiar fenómenos dinámicos.

Dentro de estas técnicas, la microscopía Kerr por Imágenes (MOI) permite obtener imágenes de la distribución de flujo magnético con resolución sub micrométrica. Por su parte, en la magnetometría Kerr laser (ML), se utiliza en general como fuente de luz un láser polarizado y permite medir la magnetización instantánea integrada en el área de la muestra iluminada por el láser. En el área de la nanociencia y nanotecnología, la ML ha demostrado tener un excelente desempeño frente a otras técnicas de caracterización de las propiedades globales como la magnetometría de muestra vibrante (VSM por sus siglas en inglés) o el dispositivo de interferencia cuántica (SQUID), siendo ideal para caracterizar todo tipo de nanoestructuras magnéticas [9]. Mediante esta técnica es posible medir la evolución temporal de la magnetización con resolución temporal limitada únicamente por el sistema de adquisición.

En este trabajo se detalla el diseño y la construcción de un magnetómetro láser de efecto Kerr polar, cuyo objetivo a corto plazo es el estudio de la dinámica alterna en paredes de dominio magnético. Si bien el trabajo inicial de la tesis se planificó para ser principalmente experimental, y se lograron avances en ese sentido, las condiciones impuestas por el aislamiento social en el marco de la pandemia de Covid19, hizo que el trabajo se reoriente a la realización de modelados. Se realizaron simulaciones numéricas de la señal Kerr a medir, así como con diferentes modelos para predecir la evolución temporal de la magnetización ante campos alternos.

El trabajo se estructura en capítulos que tratan diferentes aspectos de la técnica y la física subyacente. Dada la diversidad de temas abordados, se optó por incluir una introducción de cada tema en cada capítulo. Este capítulo finaliza con la explicación de los conceptos generales sobre el efecto Kerr y la descripción de la motivación del problema físico. También se incluye la descripción de las muestras y el conocimiento desarrollado previamente por el grupo de investigación. En el capítulo 2 se describen los conceptos sobre formación de dominios magnéticos y se desarrollan modelos para describir la evolución de dominios ante campos magnéticos alternos. Luego de describir el principio de medición de ML en el capítulo 3, se estiman en el capítulo 4 los coeficientes magneto ópticos para un sistema de multicapas con materiales ferromagnéticos, que están directamente relacionados con la magnetización de la muestra. Luego, en el capítulo 5 se describe el magnetómetro propuesto, modelando la señal que llega a los fotodetectores utilizando el formalismo de matrices de Jones. Se estima un error para las mediciones y se discute la relación señal ruido según diferentes parámetros. Así mismo, se simulan las operaciones que realiza un amplificador Lock In, determinando que tan fiel es la señal obtenida en relación a la señal esperada. En el capítulo 6, se describe el montaje experimental del magnetómetro láser y se discuten los primeros resultados experimentales obtenidos.

## 1.1. Efectos magneto-ópticos

En este trabajo se busca estudiar las propiedades magnéticas en estructuras multicapas de materiales ferromagnéticos. La primera manifestación de un efecto magneto óptico fue

estudiada por Faraday en 1846, quien encontró que la luz polarizada sufre una rotación al pasar a través de un cristal sometido a un campo magnético. Esta rotación se conoce como rotación de Faraday, y es proporcional al campo magnético. Por otro lado, en 1877 John Kerr encontró un cambio en el estado de polarización de la luz reflejada en muestras magnéticas. La rotación en la polarización de la luz reflejada se conoce como rotación Kerr y es proporcional a la magnetización de la muestra.

El efecto Kerr puede manifestarse en tres geometrías diferentes, polar, longitudinal y transversal, según sea la relación entre la dirección de la magnetización y la normal de la superficie de la muestra. Las configuraciones del MOKE se esquematizan en la figura 1.1a. Si la magnetización es paralela a la normal estamos en el caso de efecto Kerr polar. En el caso longitudinal, la magnetización es perpendicular a la normal, pero está orientada según el plano de incidencia, mientras que en el caso transversal, la magnetización es perpendicular al plano de incidencia.

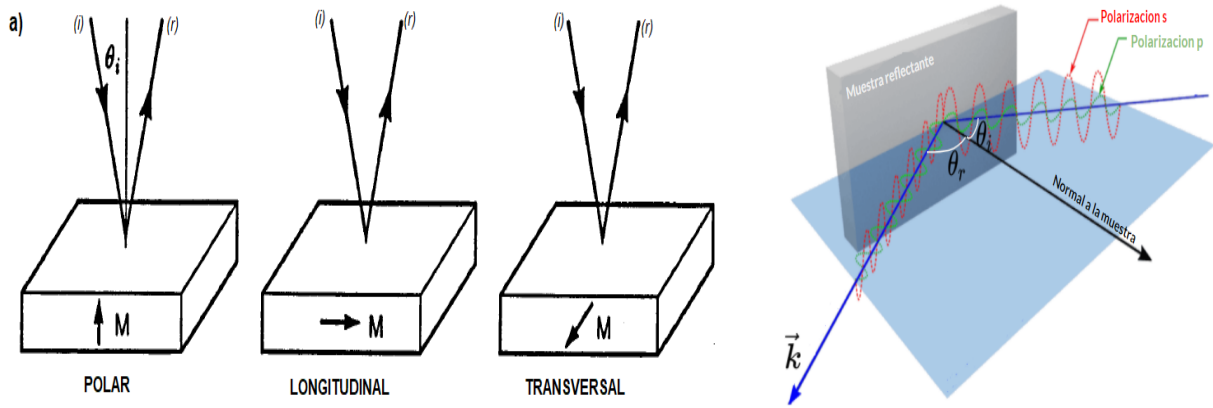


Figura 1.1: a) Definición de las geometrías polar, longitudinal y transversal en el efecto Kerr, según la orientación relativa entre el plano de incidencia y la magnetización de la muestra. b) Esquema de la base de polarización s y p según la dirección de la normal y la dirección de propagación  $\vec{k}$  de una onda.

Es importante mencionar que tanto en el efecto Kerr polar como en el longitudinal, la magnetización de la muestra provoca cambios en la polarización del haz reflejado, es por esto que para dar una descripción completa del problema es necesario describir los estados de polarización de la luz incidente y reflejada en la muestra magnética.

En el caso general, las ondas electromagnéticas (EM) las podemos caracterizar a partir del campo eléctrico  $\vec{E}$  y del campo magnético  $\vec{H}$ , ambos relacionados a través de las ecuaciones de Maxwell [11]. En el espacio libre en donde se propagan las ondas incidentes y reflejadas, las soluciones de las ecuaciones de Maxwell son ondas planas transversales. Por tal motivo, basta conocer el campo eléctrico  $\vec{E}$  para obtener una descripción completa del campo electromagnético, puesto que  $\vec{E} \times \vec{B} = \vec{k}$ , con  $\vec{k}$  la dirección de propagación de la onda. El campo eléctrico puede expresarse en una base de dimensión 2, de modo que una onda de frecuencia  $\omega$  se escribe como

$$E_s^{(w)}(\vec{r}, t) = \Re(E_{so}^{(w)} \exp[-i\omega t + i\vec{k} \cdot \vec{r}]) \quad ; \quad E_p^{(w)}(\vec{r}, t) = \Re\{E_{po}^{(w)} \exp[-i\omega t + i\vec{k} \cdot \vec{r}]\} \quad (1.1)$$

donde  $E_{po}^{(w)}$  y  $E_{so}^{(w)}$  es la representación compleja de las componentes de campo, que da cuenta de la amplitud y fase de las mismas. Notar que este es un estado de polarización general, eligiendo  $E_{po}^{(w)}$  y  $E_{so}^{(w)}$  adecuadamente se puede describir cualquier onda plana, como por ejemplo una onda elíptica o circular. En este trabajo se usará la base linealmente polarizada habitualmente llamadas  $s$  y  $p$  siendo estas las direcciones perpendicular y paralela al plano de incidencia, definidas por la dirección de  $\vec{k}$  y la dirección normal  $\vec{n}$  a la muestra, como se esquematiza en la figura 1.1b.

Dada una onda plana incidente escrita como en la ecuación (1.1), podemos escribir a la onda reflejada en el material considerando una matriz de reflexión  $R$  genérica, que incluya la descripción del efecto Kerr. En ese caso, el campo reflejado  $\vec{E}$  puede escribirse en términos del campo incidente  $\vec{E}_i$  como

$$\vec{E} = R\vec{E}_i, \quad (1.2)$$

donde la matriz de reflexión  $R$  se define como

$$R = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Los coeficientes de esta matriz se obtienen resolviendo las ecuaciones de Maxwell con condiciones de contorno adecuadas [13]. En el capítulo 4, serán calculados en el caso de muestras formadas por multicapas de materiales ferromagnéticos, tales como las que son de interés en este trabajo. Los componentes fuera de la diagonal son los responsables del efecto Kerr, y se prueba que son proporcionales a la magnetización [12] (ver en capítulo 5). De acuerdo a la polarización de la luz incidente, podemos distinguir el efecto MOKE  $s$  o  $p$ . El ángulo complejo de rotación Kerr puede ser calculado a partir del cociente de los coeficientes de reflexión como

$$\begin{aligned} \Phi_s &= \frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \theta_s + i\epsilon_s \\ \Phi_p &= \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \theta_p + i\epsilon_p, \end{aligned} \quad (1.4)$$

donde  $\Phi_s$  y  $\Phi_p$  representan los coeficientes para el caso  $s$  y  $p$  respectivamente.  $\theta$  y  $\epsilon$  son la rotación y la elipticidad Kerr respectivamente. Como los coeficientes de reflexión son en general complejos,  $\Phi_{s,p}$  son también complejos.

Es importante mencionar que tanto en el efecto Kerr polar como en el longitudinal, la magnetización de la muestra provoca cambios en la polarización del haz reflejado, manifestándose un cambio de polarización  $s$  a  $p$  o viceversa. Además, la magnetización afecta a ambas polarizaciones. Este no es el caso de la configuración transversal, en donde solo se afecta la componente  $p$  de la polarización, pero sin haber un cambio a  $s$ , siendo que además la polarización  $s$  no varía nunca. En este trabajo se centra en estudiar el efecto Kerr en una configuración polar, pues se quieren estudiar muestras con magnetización perpendicular al plano, como se detalla en la sección 1.2. Cabe destacar que sólo se considerará el efecto Kerr lineal en la magnetización, despreciando todo efecto que involucre órdenes superiores en la magnetización [12].

## 1.2. Muestras de interés

Los coeficientes magneto ópticos dependen del tipo de muestra que se busca estudiar. En particular, en esta tesis se estudian muestras de multicapas ultradelgadas de materiales ferromagnéticos, que fueron previamente caracterizadas por el grupo mediante la técnica MOI [10]. Las mismas fueron obtenidas a partir de colaboraciones con otros grupos de investigación [18] y [19], y todas fueron crecidas por la técnica de sputtering dc. En la figura 1.2 puede observarse un diagrama esquemático de las mismas.

Las muestras del tipo A, están compuestas por láminas delgadas de platino (Pt) y cobalto (Co), en la configuración Pt(8 nm)/Co(1 nm)/Pt(4 nm), depositadas sobre un sustrato de Si a temperatura ambiente [18]. Las muestras tipo B consisten en una multicapa formada por Pt(6 nm)/[Co(0,2 nm)/Ni(0,6 nm)]<sub>4</sub>/Al(6 nm), sobre un sustrato de Si – SiO<sub>2</sub> [19]. Finalmente, las muestras C están compuestas por Ta(5 nm)/Pt(3 nm)/Co(0,8 nm)/Ir(1 nm)/Ta(2 nm), estando depositadas sobre un sustrato de silicio [20].

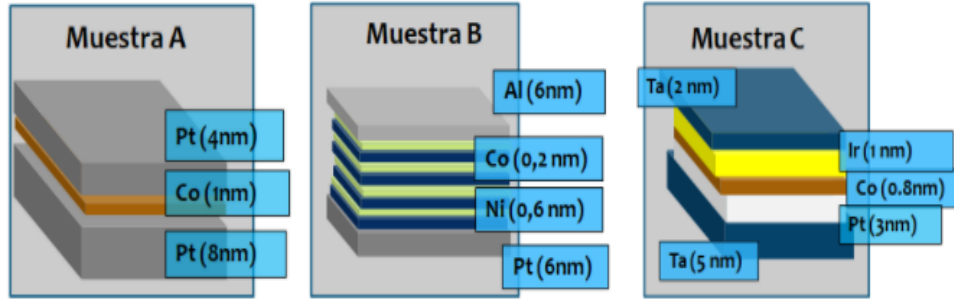


Figura 1.2: Esquema de las muestras estudiadas. Se especifican los espesores de las capas.

Como se mencionó previamente, estas muestras fueron caracterizadas empleando la técnica de magnetometría por imágenes. Basada en el efecto Kerr, esta técnica permite obtener imágenes de la distribución espacial de los dominios con una resolución por debajo del micrón. Un ejemplo de imagen obtenida con esta técnica, luego de optimizar el contraste, se muestra en la figura 1.3a.

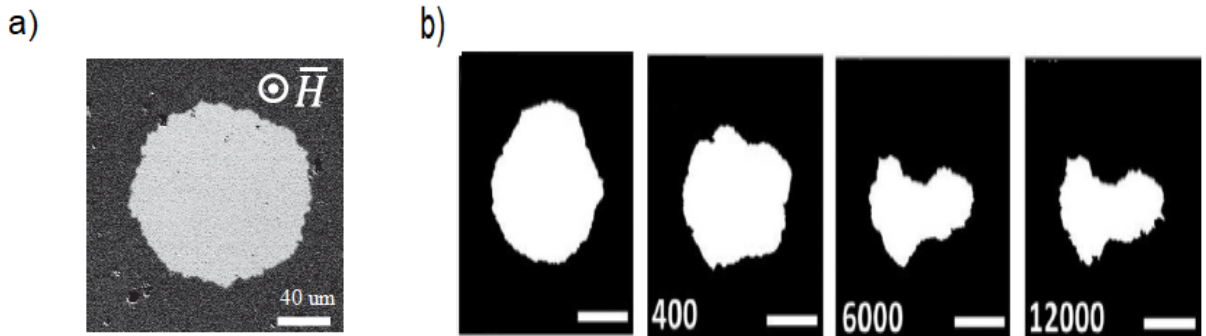


Figura 1.3: a) Imagen de un dominio magnético obtenida por magnetometría por imágenes, para una muestra de Pt/Co/Pt. b) Imágenes de los dominios para diferente número de pulsos alternos. La barra de escala representa 40 μm. Figura tomada de PhysRevB.99.214401 [10].

Por otro lado, con la técnica MOI es posible medir la dinámica de los dominios ante la aplicación de pulsos de campo magnético del orden de las decenas de ms de duración, observando a los dominios en estados cuasiestacionarios luego de la aplicación de un pulso de campo magnético. Por ejemplo, al aplicar una serie de pulsos alternos de 50ms de duración y 150 Oe de amplitud, se obtiene una serie de imágenes tales como se muestran en la figura 1.3b. Las imágenes tienen el contraste optimizado y luego están binarizadas usando un proceso de umbralización. A partir de las imágenes es posible estimar a la magnetización como el área de los dominios, y se observa que esta disminuye con el aumento del número de pulsos alternos aplicados.

Dado que en la técnica MOI se adquieren las imágenes en estado cuasi estacionario, no es posible estudiar que ocurre durante la aplicación del pulso. Por otra parte, su resolución temporal está limitada al tiempo de adquisición de la imagen. En este marco, se propone la construcción de un magnetómetro láser con resolución en los ms, más rápido que la técnica MOI, de modo de poder observar la dinámica de los dominios durante la aplicación de los pulsos de campo magnético. En el capítulo siguiente se estudian modelos para describir la evolución temporal de la magnetización o de dominios ante campos alternos, que es la señal que se intenta recuperar en experimentos de magnetometría láser.

# Capítulo 2

## Dinámica de dominios en películas ferromagnéticas

En este capítulo se describen modelos que permiten predecir, bajo distintas aproximaciones, la respuesta magnética y la dinámica de dominios en sistemas ferromagnéticos. Mediante los mismo, se busca describir la evolución temporal de la magnetización ante un campo alterno en los sistemas de interés. En una primera sección se introduce un modelo fenomenológico que trata a la PDM como una interfaz elástica en presencia de desorden. Luego, mediante una variante del modelo de Ising que da cuenta del desorden se busca modelar la magnetización y la evolución de un segmento de pared de dominio ante un campo magnético alterno. Finalmente, se comenta un modelo de campo escalar para describir la evolución de la magnetización en grandes regiones de dominios.

### 2.1. Modelo de línea elástica

El movimiento de las paredes de dominio puede ser teóricamente complicado desde un punto de vista básico, dada la dificultad de las ecuaciones micro magnéticas que describen el sistema [5]. Sin embargo, bajo algunas hipótesis generales, es posible describir la pared del dominio como una línea elástica unidimensional en un potencial desordenado. La dinámica va a estar determinada por la competencia entre fuerzas elásticas y las de anclaje, así como por las fluctuaciones térmicas [6]. En el caso de las paredes de dominio, el anclaje está dado por las interacciones entre la pared y los defectos o impurezas en el material.

La velocidad con la que puede moverse una pared de dominio se puede escribir entonces en términos de la fuerza que genere un forzante  $f'$ , en este caso el campo magnético, y de la temperatura del sistema, como se muestra en la figura 2.1. En términos cualitativos, a temperatura nula, la pared de dominio va a estar anclada para toda  $\tilde{f}$  menor a  $f_{dep}$ , que es la fuerza de depinning o desanclaje. Para una fuerza muy grande, las fuerzas de anclaje se vuelven despreciables y la velocidad resulta proporcional a la fuerza. Para  $T > 0$ , a fuerzas menores a  $f_{dep}$  la velocidad puede ser distinta de cero por activación térmica. Se pueden entonces definir tres regímenes según la intensidad de la fuerza, siendo estos los de creep, depinning y flow, los cuales se pueden comprobar experimentalmente [7].



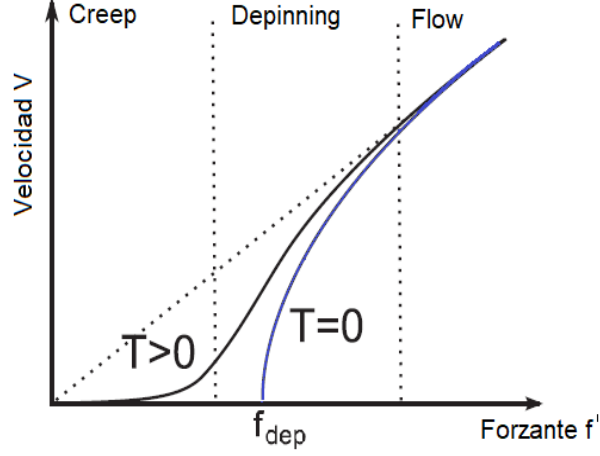


Figura 2.1: Velocidad de una pared de dominio en función de la intensidad del forzante  $f'$ . Se señalan los tres regímenes de creep, depinning y flow según la intensidad de  $f'$ , y la fuerza de depinning  $f_{dep}$ .

Usando el modelo de línea elástica en presencia de un potencial desordenado, se prueba que la velocidad en función del campo satisface [6]

$$V(H) = V_0 \exp \left[ - \left( \frac{T_{dep}}{T} \right) \left( \frac{H_{dep}}{H} \right)^\mu \right] \quad (2.1)$$

donde  $H_{dep}$  y  $T_{dep}$  son el campo y la temperatura de depinning respectivamente, y  $\mu = 1/4$  es un exponente universal para una interfaz 1D moviéndose en un potencial 2D. Es también de utilidad caracterizar al sistema con un coeficiente de rugosidad  $\zeta$ , que describe las fluctuaciones  $B(r)$  de la pared del dominio como función de la posición  $B(r) \sim r^{2\zeta}$ . Para este exponente en sistemas 1D se espera un valor  $\zeta = 2/3$  [10].

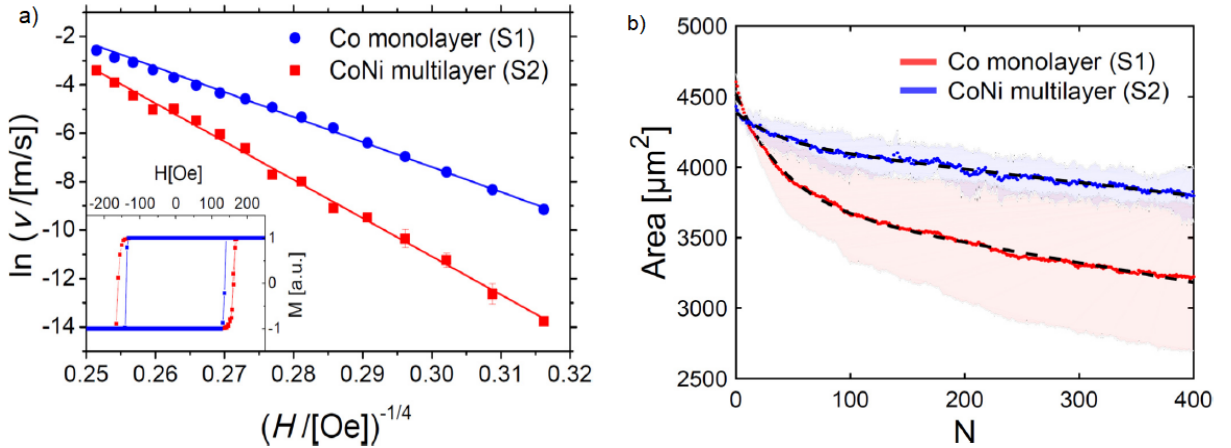


Figura 2.2: Dependencia de la velocidad de la pared de dominio en función del campo aplicado. El comportamiento lineal de  $\ln V$  vs  $H^{-1/4}$  indica que los sistemas están en el régimen de creep. b) Área de los pulsos en función del número de pulsos alternos aplicados. Se observa un decaimiento del área. Imágenes tomadas de PhysRevB.99.214401 [10].

El régimen de creep en paredes de dominio se puede estudiar fácilmente de manera



experimental, pues involucra bajos campos magnéticos y velocidades moderadas. El grupo de investigación estudió la dinámica en dominios de las muestras A y B, utilizando una técnica de magnetometría por imágenes. Se verificó que el régimen de creep es válido en estas muestras [10]. Esto se muestra en la figura 2.2a, donde se aprecia que  $\ln v$  es lineal con  $H^{-1/4}$ .

Sin embargo, al estudiar el movimiento de la pared de dominio para un caso de pulsos de campo alterno, se encontró una dinámica que no es predicha por el modelo de línea elástica. Los dominios tienden a disminuir su área conforme aumenta la cantidad de pulsos, como se muestra en la figura 2.2b. Por este motivo, interesa poder modelar o predecir cómo variará un dominio ante la aplicación de un campo alterno, lo que se detalla en los apartados siguientes.

## 2.2. Dinámica ante campos alternos en el modelo de Ising

Como se discutió en la sección anterior, la dinámica de las paredes de dominio en el régimen de creep es esta bien descrita por el modelo de línea elástica cuando el forzante es un campo continuo, pero este modelo no describe la evolución observada para campos alternos. De hecho, hay relativamente pocos trabajos que detallan la dinámica para este caso. Para intentar describir el movimiento de las paredes de dominio es posible utilizar un modelo de Ising dependiente del tiempo, y que además, de cuenta del desorden en el sistema. Esto se conoce como Ising con campo aleatorio, y a pesar de ser un modelo simple que no incluye todas las interacciones del sistema real, con este se puede describir cualitativamente la dinámica para las paredes de dominio [23]. Además, es potencialmente útil para recuperar los exponentes universales de escala antes descritos con la teoría de línea elástica.

El hamiltoniano en el modelo de Ising para un sistema bidimensional con desorden puede escribirse de la forma [23]

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - \sum_i H(t) S_i - \sum_i h_i S_i \quad (2.2)$$

Los dos primeros términos son análogos al modelo de Ising clásico [24], pero con un campo dependiente del tiempo  $H(t)$ .  $S_i = \pm 1$  es el espín en el sitio  $i$ ,  $J$  es la constante de acoplamiento, además que la sumatoria en el segundo término es solo a primeros vecinos. El desorden del sistema se introduce a través del término  $h_i S_i$ , en donde  $h_i$  es un anclaje al azar en cada sitio  $i$ -ésimo, anclaje que toma valores uniformemente distribuidos en un intervalo  $[-\Delta, \Delta]$ . A lo largo de este trabajo, se considera  $J = 1$  en todos los casos.

El modelo de Ising planteado puede resolverse utilizando un algoritmo de Monte Carlo [24], el cual se detalla en el Apéndice A. Para realizar este algoritmo, se considera una red 2D de espines de tamaño  $L_x \times L_y$  con un estado inicial dado. Se calcula el cambio en energía resultante de intercambiar un espín al azar en la red, y si el cambio es favorable se lo acepta con una probabilidad  $P$ . Esto se repite hasta alcanzar un estado de equilibrio donde la energía no varíe. La temperatura interviene en la probabilidad  $P$ . Para temperaturas  $T < 2$  en unidades de  $J/K_b$ , con  $K_b$  la constante de Boltzmann, típicamente puede describirse estados con magnetización definida con este método de Ising [24]. Como la interacción entre espines es a primeros vecinos, los espines de los bordes de la red interactúan con los espines del otro lado de la red. Por eso se imponen condiciones de contorno adecuadas, por ejemplo periódicas para describir el empalme en los contornos de la red.

### 2.2.1. Modelo de Ising dependiente del tiempo, sin desorden

Por claridad, conviene introducir primero el modelo de Ising dependiente del tiempo, pero sin desorden. En la ecuación 2.2 se tiene  $h_i = 0$  para todo  $i$ . A tiempo cero, se thermaliza el sistema en ausencia de campo magnético. La temperatura queda siempre fija, y se elige  $T = 2$ . Para equilibrar el sistema, se realizan  $L_x \times L_y$  cambios de espín, lo que se constituye para el algoritmo dependiente del tiempo como un paso de Monte Carlo (MCS). Esta es la unidad mínima de tiempo en este tipo de simulaciones. Así, se avanza en el tiempo introduciendo el campo  $H(t)$  y haciendo un MCS para cada  $t$ .

Si trabajamos con  $T < T_c$ , se puede estudiar un caso con magnetización espontánea presente, por lo que podemos empezar por ejemplo con un estado con todos los espines con dirección -1. Por ejemplo, en las simulaciones que se muestran a continuación, se eligió trabajar con una red de  $64 \times 64$  espines cuyo estado inicial es  $s = -1$ , imponiendo condiciones de contorno periódicas. La magnetización de la muestra se calcula en cada paso del MCS como la sumatoria de todos los espines. En la figura 2.3 se muestra como evoluciona la magnetización ante un campo magnético externo  $H(t) = H_o \cos(\omega t)$  para un sistema sin desorden, para diferentes amplitudes de campo  $H_o$ . La frecuencia satisface  $\tau = 2\pi/\omega$ , con el periodo  $\tau$  fijado en 50 MCS.

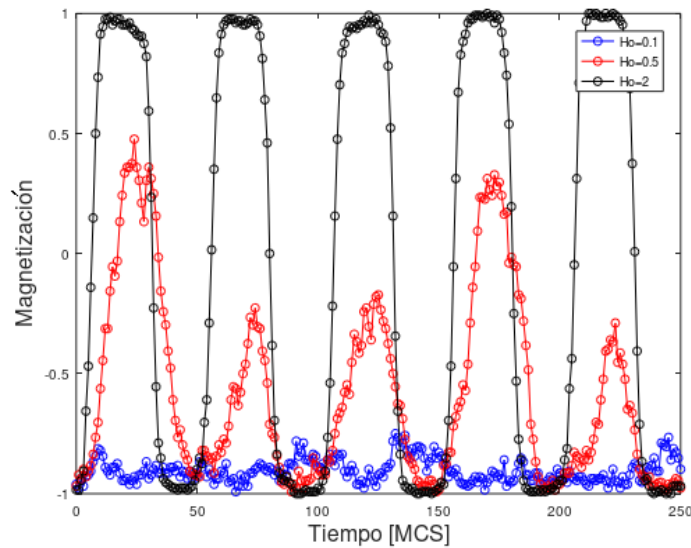


Figura 2.3: Magnetización en función del tiempo, para tres diferentes amplitudes de campo. Se utiliza  $T = 2$ .

Conforme aumenta la amplitud del campo magnético, aumenta la magnetización. Si la intensidad del campo es suficiente (puntos rojos), la magnetización sigue en fase al campo magnético, y tras completar un período, la magnetización vuelve a tomar el valor -1. Para amplitudes de campo mayores, la magnetización satura a 1 y -1 en cada ciclo (curva negra). También es posible graficar  $M(t)$  vs  $H(t)$ . En ese caso, se forma un ciclo de histéresis, lo cual es lo esperado en materiales ferromagnéticos. En la figura 2.4 se muestran dos ciclos según la amplitud  $H_o$  del campo alterno, que se obtienen buscando la saturación de la muestra.

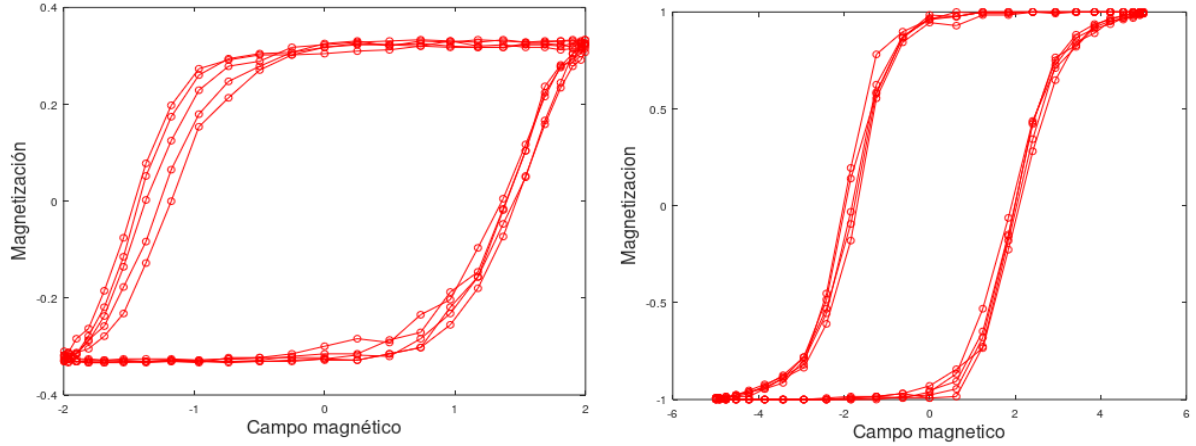


Figura 2.4: Ejemplos de diferentes ciclos de histéresis, para  $\tau = 50MCS$ , para diferentes amplitudes de campo magnético. A la izquierda,  $H_o = 2$ , y a la derecha  $H_o = 5$ . Se grafican sólo 5 periodos de campo por claridad.

Este modelo de Ising dependiente del tiempo recupera la descripción de los materiales obtenida con el modelo de Ising tradicional. Además, es posible estudiar cómo varía el área de los ciclos en función de la amplitud de los campos alternos. Se sabe que el área  $A$  de los ciclos de histéresis obedece una ley de escala con la amplitud de los campos de la forma [24]

$$A \propto H^\alpha \quad (2.3)$$

donde  $\alpha = 0,46 \pm 0,05$  [24]. En la figura 2.5 se muestra como varía el área de los ciclos en función de la amplitud del campo.

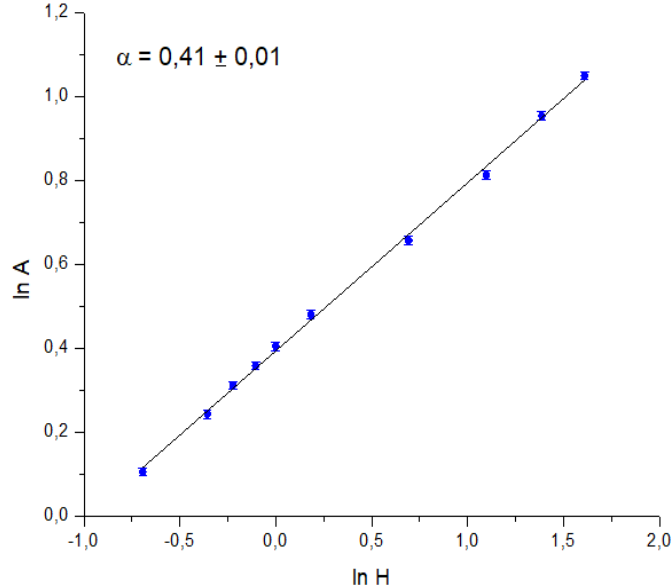


Figura 2.5: Área de los ciclos en función de la amplitud  $H_o$  del campo. Se grafica en escala logarítmica. El error en los puntos surge al considerar la desviación del área al promediar sobre los ciclos obtenidos en cada periodo. Se ajusta con una función lineal obteniendo  $\alpha = 0,41 \pm 0,01$ .

Ajustando los datos obtenidos con las simulaciones, con una función lineal a partir de [2.3], se encontró que  $\alpha = 0,41 \pm 0,01$ , lo que está en excelente acuerdo con datos de otras publicaciones [24]. El modelo de Ising propuesto permite además recuperar otras leyes de escalo, como por ejemplo la del área con el periodo del campo, que coincide con datos experimentales observados [24].

## Evolución de una pared plana de dominio

Otra configuración que interesa estudiar es la de un estado con magnetización cero, y que tenga una pared de dominio plana, definida como en la figura 2.6. Buscamos ver la evolución temporal de la pared ante un campo alterno. Se tomó una red rectangular de  $24 \times 512$  espines. Utilizar  $L_x > 24$  no tiene sentido pues las fluctuaciones en la pared nunca alcanzan ese tamaño para la cantidad de períodos de campo que se consideran [23]. En este caso, se impusieron condiciones de contorno periódicas en  $y$ , pero antiperiódicas en  $x$ , a fin de mantener definida la pared. Se utilizó un campo armónico  $H(t) = H_o \sin(\omega t)$ , y  $T = 0,6$ . En la figura 2.6 se muestra la magnetización en función del tiempo, para distintas amplitudes de campo  $H_o$ . Por simplicidad, de aquí en más se grafica el eje temporal en número de periodos para las simulaciones realizadas con el modelo de Ising.

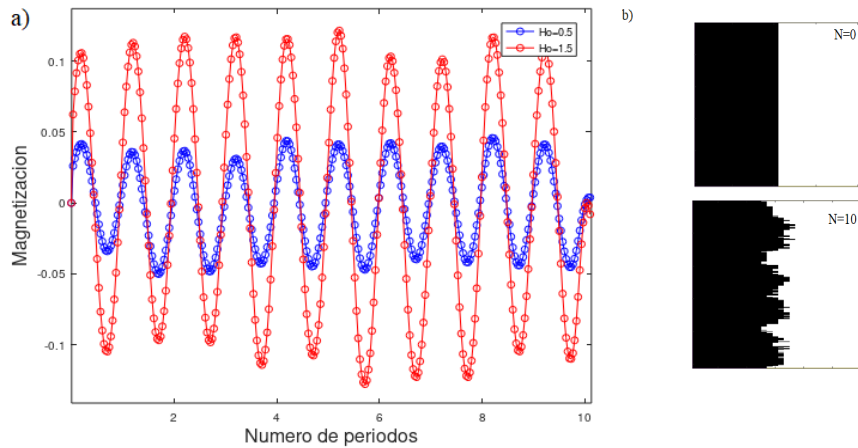


Figura 2.6: a) Magnetización en función del tiempo, para dos amplitudes de campo diferentes, b) Estados iniciales y finales luego de aplicar diez períodos de campo, para  $H_o = 0,5$ . En negro espines down (-1), en blanco espines up (+1).

Se observa que la magnetización sigue en fase al campo, y además que posee un valor medio nulo. Luego de aplicar pulsos alternos, la magnetización promedio es nula, no parece que el sistema evolucione a una dirección de magnetización privilegiada. Los gráficos presentados corresponden a promedios obtenidos sobre 5 simulaciones. En la sección siguiente se explora cómo se modifica esta situación al agregar desorden en el sistema.

### 2.2.2. Modelo de Ising con desorden

Estudiado el modelo de Ising dependiente del tiempo, y en ausencia de desorden, interesa ver ahora cómo será la evolución de una pared de dominio, pero en un sistema donde existe el desorden. Se estudia el caso de una red rectangular con una pared de dominio definida, sujeta a un campo alterno  $H(t) = H_o \sin(\omega t)$ . La temperatura siempre estará fija en  $T = 0,6$ , y se toma  $H_o = 0,5$  a menos que se indique otro valor.

Se decidió entonces usar una red de  $24 \times 512$  espines. En primera instancia, el desorden se introdujo tomando los  $h_i$  uniformemente distribuidos en  $[-\Delta, \Delta]$ , con  $\Delta = 1$ . En principio, estos coeficientes se generaron al azar en cada simulación. Ejemplo de una simulación para la magnetización en función del tiempo se muestran en la figura 2.7.

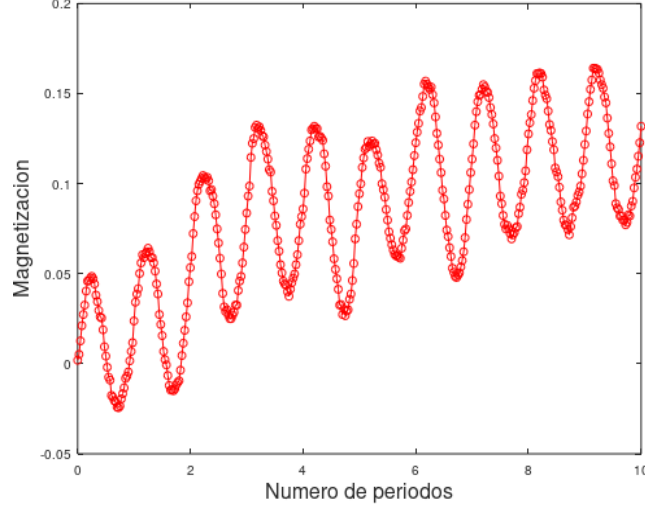


Figura 2.7: Evolución de la magnetización por sitio en función del tiempo.  $\Delta = 1$ ,  $T = 0,6$ , y  $H_o = 0,5$ .

A diferencia del caso sin desorden, parece haber una tendencia a que la magnetización elija un lado preferencial, aún ante la simetría del campo externo. Para entender el sentido en que evoluciona la magnetización, se quiso descartar que haya efectos debido al estado inicial, invirtiendo para ello el signo de los espines iniciales. Se comprobó también si el sentido del primer pulso de campo define de alguna manera el sentido de la magnetización. Para ello se utilizó  $H = -H_o \sin(\omega t)$ . Realizando diferentes simulaciones, se descartó que tanto el sentido inicial del pulso como el estado inicial influyan en la evolución temporal de la magnetización. Aleatoriamente, la magnetización puede elegir crecer o decrecer ante los pulsos alternos.

Por otro lado, puede suceder que el tamaño de la red estudiada sea demasiado pequeño, y la variación de magnetización que se recupera sea simplemente debida a fluctuaciones de la rugosidad de la pared. Se buscó entonces descartar efectos de tamaño finito, de modo que se probaron diferentes longitudes  $L_y$  de la red.  $L_x$  se mantuvo fijo en 24. En la figura 2.8 se muestra la magnetización en función del tiempo, para diferentes longitudes de red.

Dentro de los límites computacionales disponibles, se descartaron efectos de tamaño finito. En todos los casos la magnetización se comporta de igual forma, en cuanto a que no oscila en cero sino que crece en algún sentido. Se decidió entonces estudiar si es el desorden el responsable de que la magnetización evolucione a un lado preferencial y no oscile en cero. Se generaron los coeficientes  $h_i$  por una única vez, y se los guardaron en una matriz  $Y$  para usarlos en las siguientes simulaciones. Realizadas las simulaciones, se invirtió el signo de la matriz y se repitió el cálculo, observando un cambio el sentido hacia donde evolucionó la magnetización. En la figura 2.9 se muestra la evolución de la magnetización para una red de  $24 \times 1024$ , variando el signo de  $Y$ . Se muestra un promedio de 10 simulaciones con la misma matriz  $Y$  para cada caso.

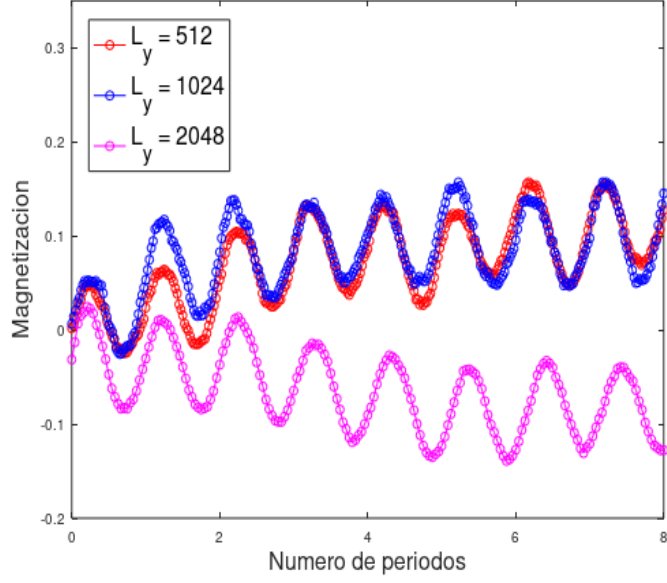


Figura 2.8: Evolución de la magnetización por sitio en función del tiempo, para diferentes longitudes de red.  $\Delta = 1$ ,  $T = 0,6$ , y  $H_o = 0,5$ .

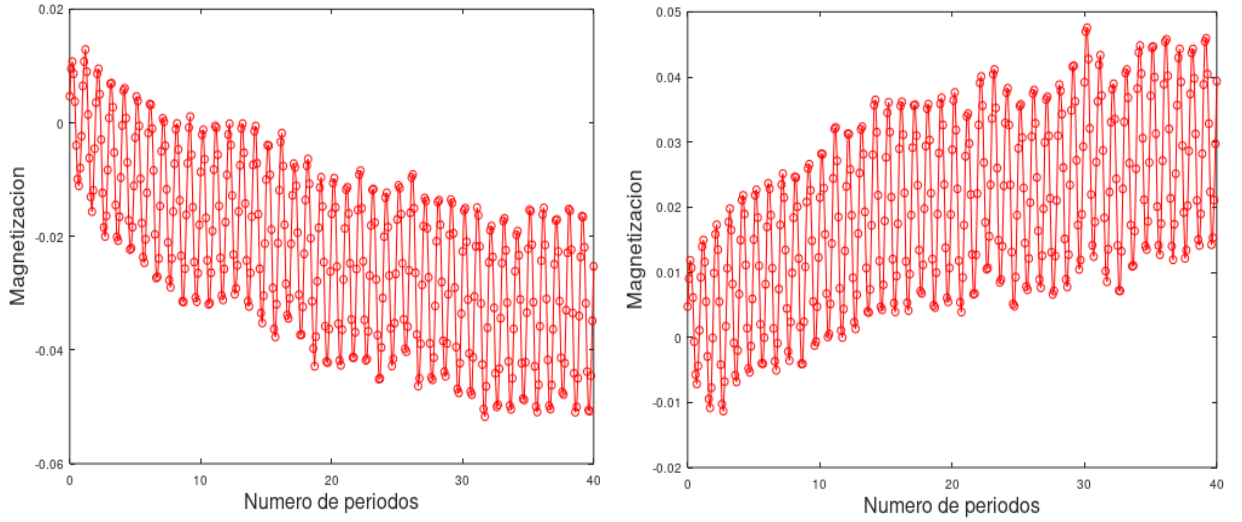


Figura 2.9: Evolución de la magnetización por sitio en función del tiempo. A la izquierda se muestra un promedio de simulaciones para una dada matriz de desorden  $Y$ , y a la derecha se repiten las simulaciones utilizando  $-Y$ .

En primera instancia, parece ser que las pequeñas fluctuaciones del desorden terminan por favorecer una dada dirección de la magnetización conforme aumenta el número de pulsos. Sin embargo, experimentalmente no está claro que esto deba suceder para una pared plana de dominio. Los tamaños que se logra alcanzar con estas simulaciones son órdenes de magnitud menores a los de paredes macroscópicas, por lo que podríamos estar viendo fluctuaciones por debajo de la longitud de correlación característica. Una pared suficientemente larga podría tener distintos segmentos moviéndose en distintas direcciones, y en promedio, la magnetización no variar.

Si bien en los experimentos se ve un decrecimiento del área con pulsos alternos, se trabaja en realidad con dominios de forma circular, siendo los efectos de forma a lo que se le atribuye el decrecimiento del área, y no el desorden propiamente dicho. De todas maneras, con este modelo puede ganarse una primera intuición de la forma funcional que tiene la magnetización en función del tiempo, para los sistemas de interés. Junto a la tendencia a crecer o decrecer, se puede ver que la magnetización oscila a una frecuencia fundamental igual a la del campo magnético.

Dado que el modelo de Ising propuesto es limitante a la hora de estudiar una geometría realista para los dominios, se aborda en la próxima sección una descripción alternativa basada en las ecuaciones de Guinzburg-Landau.

### 2.3. Descripción con un potencial escalar, modelo $\phi^4$

Una descripción más completa de la dinámica de los dominios puede hacerse utilizando como base una teoría de un campo escalar en un potencial de doble pozo, como el propuesto en las ecuaciones de Ginzburg-Landau [25]. En films delgados con fuerte anisotropía en la dirección perpendicular a la muestra (eje  $z$ ), las componentes  $m_x$  y  $m_y$  serán prácticamente nulas en toda la muestra, excepto en las paredes de dominio. Es útil entonces trabajar con un campo escalar  $\phi(\vec{r}, t) = m_z(\vec{r}, t)$ , que va a representar la magnetización en la dirección  $z$ , tomando valores entre  $[-1, 1]$ , donde  $\vec{r}$  son las coordenadas espaciales para el plano  $x, y$ . Para describir cómo evoluciona la magnetización, se puede escribir la energía del sistema  $H$  siguiendo lo que se llama el modelo  $\phi^4$  [8]. La energía se puede escribir como la suma de tres términos  $H = H_{loc} + H_{rig} + H_{ext}$ , como se muestra a continuación

$$H = \alpha \int \left( -\frac{\phi(\vec{r}, t)^2}{2} + \frac{\phi(\vec{r}, t)^4}{4} \right) d\vec{r} + \beta \int \frac{|\nabla \phi(\vec{r}, t)|^2}{2} d\vec{r} - h \int \phi(\vec{r}, t) d\vec{r} \quad (2.4)$$

$H_{loc}$  es el término de energía local, y favorece los valores  $\phi = \pm 1$ , con  $\alpha$  una constante que da cuenta de la anisotropía. A través del término de rigidez  $H_{rig}$  se desfavorecen las variaciones espaciales de  $\phi$ , y el efecto del campo magnético externo  $h$  se considera con  $H_{ext}$ . Dada una expresión para la energía libre, la evolución del campo  $\phi$  va a estar dada entonces por

$$\frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\Gamma \frac{\partial H}{\partial \phi(\vec{r}, t)} + \epsilon(\vec{r}, t) \quad (2.5)$$

donde  $\Gamma$  es un parámetro de decaimiento, y  $\epsilon$  una función que da cuenta que el sistema está inmerso en un baño térmico, siendo una función modelada como ruido blanco. Utilizando la expresión para  $H$ , y reduciendo los parámetros con un cambio de escala adecuado [8], la ecuación [2.5] puede reescribirse como

$$\frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \phi(\vec{r}, t) - \phi(\vec{r}, t)^3 + \nabla^2 \phi(\vec{r}, t) + h + \epsilon(\vec{r}, t) \quad (2.6)$$

Esta es la expresión usual para la evolución de un campo escalar en un modelo  $\phi^4$  [8]. Sin embargo, se pueden agregar dos correcciones necesarias para describir la dinámica en paredes de dominio. Para asegurar la saturación local de la magnetización, el término proporcional a  $H$  se multiplica por  $(1 - \phi^2)$ . Por otro lado, para incluir el desorden, el término  $(\phi - \phi^3)$  se multiplica por  $1 + \epsilon \zeta(\vec{r})$ , donde  $\zeta(\vec{r})$  es una variable uniformemente distribuida en  $[-1, 1]$ . De



este modo, la ecuación [2.6](#) queda escrita como

$$\frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = (\phi(\vec{r}, t) - \phi(\vec{r}, t)^3)(1 + \varepsilon \zeta(\vec{r})) + \nabla^2 \phi(\vec{r}, t) + h(1 - \phi(\vec{r}, t)^2) + \epsilon(\vec{r}, t) \quad (2.7)$$

La ecuación presentada puede considerarse como una simplificación de la teoría fenomenológica de Landau-Guilbert, y ha demostrado describir adecuadamente la evolución micro magnética en muchos casos [\[8\]](#). Con este modelo puede describirse la evolución de las paredes de dominio incluso teniendo en cuenta la forma inicial del dominio, que mediante el modelo de Ising antes planteado no era posible, pues estábamos restringidos a estudiar una pared plana. La restricción es debida al costo computacional, pues para un dominio de tamaño realista se requeriría una red de espines con una dimensión muy por encima de las posibilidades computacionales. Con el método de campo escalar, la descripción es macroscópica, pueden describirse grandes regiones de dominios. Se puede tener en cuenta también la rugosidad inicial del dominio.

Dada su complejidad, la resolución de las ecuaciones presentadas escapa al objetivo de esta tesis. En una colaboración entre el grupo de trabajo y el grupo de A. Kolton, haciendo uso de la teoría anteriormente comentada, se realizaron simulaciones para las dinámicas de los dominios ante la aplicación de campos alternos [\[26\]](#). Los dominios estudiados son de la forma que se estudia experimentalmente (ver figura [1.3](#)). Se analizó un dominio de forma circular sujeto a un campo alterno con pulsos cuadrados a 20 Hz. Los resultados de la simulación fueron facilitados en forma de video, donde se muestra como evoluciona un dominio al aplicar el campo. Se decidió binarizar cada cuadro del video utilizando un programa hecho en Octave/Matlab. Ejemplos de las imágenes obtenidas se ejemplifican en la figura [2.10a](#).

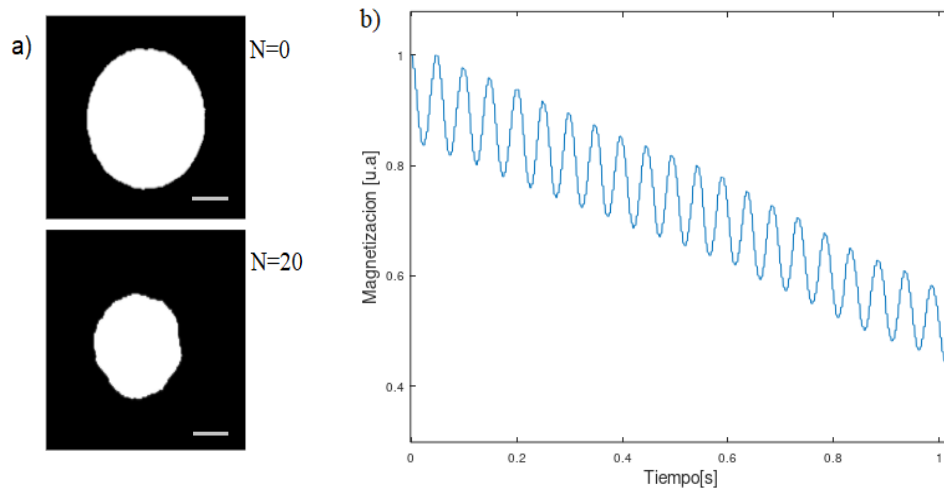


Figura 2.10: Resultados de simulaciones realizadas mediante la teoría del potencial  $\phi^4$ , para un dominio circular sujeto a un campo alterno de 20 Hz. a) Imágenes binarizadas de los dominios a  $t=0$  y luego de 20 pulsos de campo. b) Magnetización en función del tiempo.

Obtenidas las imágenes binarias de los dominios, se calculó la magnetización en cada cuadro del video como la suma de todos los espines, encontrando así la magnetización en función del tiempo. Esto se muestra en la figura [2.10b](#). Esta es la señal de magnetización vs tiempo que se utilizará para las simulaciones posteriores del magnetómetro láser.



## Capítulo 3

# Técnica de medición de magnetometría laser

De las numerosas configuraciones experimentales que existen para medir el efecto Kerr, en este trabajo nos focalizaremos en aquellas que permiten medir el efecto Kerr polar. En este capítulo se comenta el principio de medición, y los dos esquemas más básicos necesarios para medir dicho efecto. Se explican también técnicas de modulación asociadas a la detección sensible en fase (Lock-in), ya que estas permiten mejorar notablemente la sensibilidad de la técnica MOKE.

### 3.1. Principio de medición

Consideremos el esquema de la figura 3.1. Un haz de luz pasa a través de un polarizador  $P_1$ , dirigiéndose a la muestra. La luz reflejada en la muestra incide sobre un fotodetector atravesando un polarizador  $P_2$ . Manteniendo  $P_1$  fijo, se rota  $P_2$  hasta alcanzar un mínimo de intensidad en la luz reflejada. Ante una variación en la magnetización de la muestra, por ejemplo por la aplicación de un campo externo, la señal en el detector ya no será mínima. El ángulo que hay que mover  $P_2$  para volver al mínimo es exactamente  $\theta_k$ .

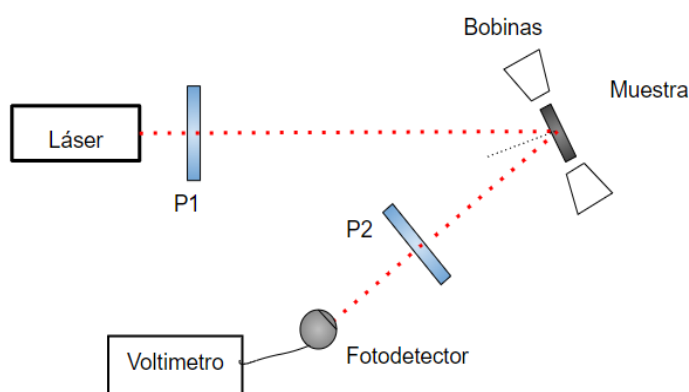


Figura 3.1: Esquema del equipo experimental mínimo con el cual, en principio, es posible detectar el ángulo Kerr.

El método arriba descrito, si bien es conceptualmente simple, es casi imposible de realizarse en la práctica. Esto es debido a que  $\theta_k$  es siempre muy pequeño,  $\theta_k < 1^\circ$ , siendo muy

difícil encontrar la diferencia de ángulo que minimiza nuevamente la señal. Además, dado que las variaciones en intensidad son muy pequeñas, es muy difícil medir estos cambios, sobre todo si las señales poseen ruido a lo largo de un ancho de banda grande. Para medir entonces el ángulo Kerr, se suelen emplear métodos de detección sincrónica [3, 14]. Para esto, lo que se hace es modular el haz que incide sobre la muestra a una frecuencia  $f$ , y se mide la señal de interés solo a esa frecuencia de referencia. Esto es sencillo de lograr, por ejemplo, mediante el uso de amplificadores Lock-In [15]. La ventaja de este tipo de mediciones es que al mantener el ancho de banda de adquisición al mínimo, se reduce fuertemente el ruido en la detección.

En este punto debemos relacionar la intensidad que llega al láser con el ángulo Kerr o con la magnetización de la muestra. Para medir el ángulo Kerr, hay dos configuraciones típicas según como se decida modular el haz que incide en la muestra, ya que se puede optar por una modulación de fase, o por una modulación en amplitud [3].

### 3.2. Modulación en fase

Consideremos el esquema de la figura 3.2, el cual representa el mismo sistema de la figura 3.1, pero se agrega en el camino del haz un modulador de fase PME, y se considera una adquisición mediante un amplificador Lock In. La modulación del haz se realiza en la fase, típicamente a través de un modulador fotoelástico (PEM), y la señal que sale del fotodetector se adquiere mediante amplificadores Lock In. Sea  $E$  el campo eléctrico que sale del polarizador  $P_1$ , con componentes iguales en las direcciones  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$  del PEM.

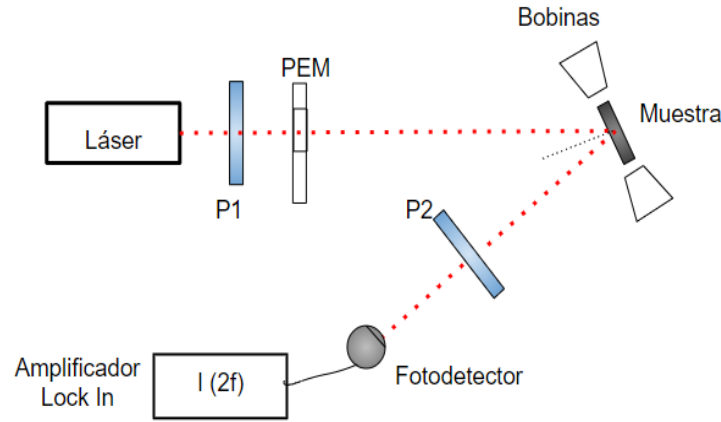


Figura 3.2: Esquema del dispositivo experimental necesario para medir el ángulo Kerr, por una técnica de modulación de fase.

El PEM introduce una modulación en fase  $\delta$  con frecuencia  $f$ , dada por  $\delta = \delta_0 \sin(2\pi ft)$ , de modo que el campo luego del modulador será modificado de la forma

$$\vec{E}' = \frac{E}{\sqrt{2}}(\hat{x} + e^{i\delta}\hat{y}). \quad (3.1)$$

Luego de la reflexión, la polarización del campo se puede calcular multiplicando  $\vec{E}'$  por la matriz  $R$ . La intensidad del haz en el detector es proporcional al cuadrado del campo

eléctrico, de modo que resulta

$$I \propto \frac{E^2}{2} [1 + 2\epsilon_k \sin(\delta) + \cos(\delta) \sin(2\theta_k)] \quad (3.2)$$

donde  $\phi$  es el ángulo entre el eje de  $P_2$  y el eje  $\hat{x}$ . Escribiendo  $\sin(\delta)$  y  $\cos(\delta)$  en términos de funciones de Bessel  $J_n$  de orden  $n$ , y limitándose al segundo orden en las funciones de Bessel, se prueba que para  $\theta_k$  pequeño, lo cual siempre es cierto, se cumple que

$$\theta_k \propto \frac{I(2f)}{4J_0(\delta_0)I_0} \quad (3.3)$$

La rotación Kerr es entonces proporcional a la componente de frecuencia  $2f$  que llega al detector. El factor de proporcionalidad puede calcularse a través de procedimientos de calibración convenientes [14]. Sin embargo, para medir la componente de frecuencia  $2f$  se necesita una buena señal de referencia, que por supuesto no puede ser la misma que alimenta al PEM. Esto se debe a que pueden ocurrir algunos problemas debido a posibles corrimientos de fase entre la luz que llega al detector y la referencia al Lock In. La modulación en fase tiene la ventaja de que basta medir directamente el haz reflejado, pero en general son métodos más caros, o más difíciles de implementar.

### 3.3. Modulación en amplitud, detección balanceada

Otra manera de medir el ángulo Kerr es mediante la detección de tipo puente óptico o detección balanceada, como se esquematiza en la figura 3.3. Lo que se busca es no tener que medir la componente de frecuencia  $2f$ , y poder obtener información del ángulo Kerr directamente midiendo la intensidad en el detector. Sin embargo, para lograr esto es necesario medir las dos componentes de polarización de la luz, tanto la  $s$  como la  $p$ . Para esto, se separa el haz reflejado mediante un cubo separador de haz por polarización (PBS). La modulación del haz puede ser electrónica o por medios mecánicos, como un chopper [16].

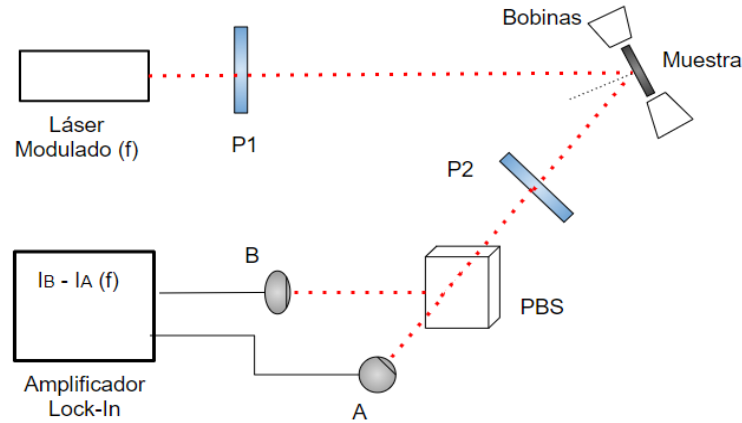


Figura 3.3: Esquema del montaje experimental mínimo necesario para obtener el ángulo Kerr, por una técnica de modulación de amplitud. A y B son fotodetectores.

Consideremos entonces el haz incidente en la muestra. Luego de pasar por  $P_1$ , la polarización del campo eléctrico junto a la modulación será

$$\vec{E}_i = E_0 \cos(2\pi ft) \hat{e}_s \quad (3.4)$$

donde  $f$  es la frecuencia de la modulación. Esta frecuencia se toma siempre mayor a los 100 Hz para que este método funcione [15]. La modulación se considera armónica por simplicidad, pero esto puede generalizarse. Luego de la reflexión, la polarización del campo será

$$\vec{E}_r = r_{ss}E_0 \hat{e}_s + r_{sp}E_0 \hat{e}_p \quad (3.5)$$

Los coeficientes  $r_{ss}$  y  $r_{sp}$  salen de la matriz  $R$ . Recordemos que  $r_{ss}$  es el coeficiente de reflexión complejo que coincide con el de Fresnel, y  $r_{sp}$  da cambio de polarización  $s$  a  $p$  debido al efecto Kerr. Además de dar información sobre la rotación Kerr,  $r_{sp}$  da información cuantitativa sobre la magnetización de la muestra, pues es proporcional a la magnetización [15], [17].

Consideremos ahora dos direcciones A y B, a un ángulo  $\Theta$  con respecto a los ejes  $s$  y  $p$ , el cual puede ser ajustado con un polarizador. Si se mide la intensidad de cada haz que sale del cubo polarizador, la resta de intensidades en las direcciones A y B será [15]

$$I_A - I_B = (\cos^2\Theta - \sin^2\Theta)r_{ss}^2I_0 + 2\Re(r_{ss}^\dagger r_{sp})I_0 \quad (3.6)$$

donde  $\dagger$  indica el complejo conjugado, pues recordemos que todos los coeficientes son complejos. En esta expresión se desprecian términos del tipo  $r_{sp}^2$ . El primer término en [3.6] contiene sólo información propia de la la superficie de la muestra, mientras que el segundo término contiene la información sobre el efecto Kerr. El primer término puede eliminarse fácilmente ajustando el ángulo  $\Theta$ . La resta de intensidades normalizada  $\Gamma'$  puede entonces escribirse como proporcional al modulo del coeficiente  $r_{sp}$ ,

$$\Gamma' = \frac{I_A - I_B}{I_0} = \alpha r_{sp} \quad (3.7)$$

donde  $\alpha$  es una constante de proporcionalidad. De esta manera, se obtiene entonces que la resta de intensidades es proporcional a  $r_{sp}$  y con ello a la magnetización. Este es el principio de medición de la magnetometría Kerr por detección balanceada.

Es posible también encontrar una expresión para el ángulo Kerr en términos de la resta de intensidades, bajo algunas aproximaciones. Anulando el primer término en [3.6] y despreciando pérdidas por reflexión y cambios de fase en la superficie de la muestra, la resta de intensidades resulta [15]

$$I_A - I_B = I_0 \sin 2\Theta \sin 2\theta_k \approx I_0 \sin 2\Theta 2\theta_k \quad (3.8)$$

donde al final se ha usado que  $\theta_k$  es pequeño. De esta manera, se muestra que  $\theta_k$  es proporcional a la resta de intensidades. Es importante notar que las expresiones deducidas son válidas aún sin el uso de detección sincrónica. Con el debido cuidado al preparar el sistema óptico, y si se cuenta con detectores lo suficientemente precisos, podría detectarse el ángulo Kerr directamente como la resta de intensidades. Sin embargo, esta es una señal muy difícil de medir en la práctica. Modulando la señal a frecuencia  $f$  y midiendo solo a esa frecuencia, se puede medir aún con una relación señal ruido muy baja, así como se eliminan por ejemplo todas las contribuciones no magnéticas debidas a despolarizaciones por múltiple reflexión.

# Capítulo 4

## Efecto Kerr en multicapas ferromagnéticas

Como se discutió en el capítulo 3, en la técnica de magnetometría láser se espera medir una señal proporcional a los coeficientes de reflexión  $r_{sp}$  de la muestra. Por este motivo, nos interesa poder estimar estos coeficientes para las distintas muestras de interés. En este capítulo se estudia la respuesta magneto-óptica en materiales ferromagnéticos, mostrando una forma de calcular los coeficientes magneto ópticos para un sistema de multicapas, teniendo en cuenta para ello un formalismo de matrices de contorno y matrices de propagación, las cuales son universales y se aplican a cualquier medio. Con este método, es posible calcular los coeficientes ópticos necesarios para conocer el efecto Kerr.

### 4.1. Coeficientes magneto-ópticos en una interfaz

Para determinar los coeficientes magneto ópticos en un sistema multicapa, se propone un formalismo que trata de igual forma a los films magnéticos y no magnéticos. Para ello, se definen dos matrices, la matriz de contorno y la matriz de propagación del medio, las cuales tendrán igual significado físico en cualquier medio. La descripción de los coeficientes magneto ópticos va a estar dada por estas dos matrices. Además, con este formalismo los coeficientes quedan determinados por un sistema de ecuaciones lineales.

Consideremos un haz viajando de un medio 1 a un medio 2, como se esquematiza en la figura 4.1. De acuerdo a las ecuaciones de Maxwell, las componentes tangenciales de los campos EM,  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ , y  $H_y$  deben ser continuas en la interfaz. Para definir los coeficientes magneto ópticos, es útil trabajar con los campos incidentes y reflejados en la muestra  $E^{(i)}$  y  $E^{(r)}$  cada uno con polarización s o p. Se definen entonces dos vectores F y P de la forma

$$F = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}; \quad P = \begin{pmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \\ E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

El vector F se le llama el vector de contorno. La ventaja de escribir los campos de esta forma es que se los puede relacionar a través de condiciones de contorno que involucran los coeficientes magneto ópticos. La forma de relacionar estos vectores es a través de la matriz

de contorno A, que satisface

$$F = AP. \quad (4.2)$$

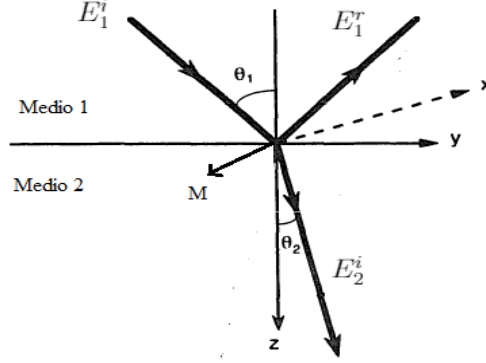


Figura 4.1: Sistema de referencia usado para describir dos medios con una interfaz. El medio uno se esquematiza con una magnetización arbitraria M.

Consideremos entonces dos medios, uno que puede tener una magnetización arbitraria M, como en la figura 4.1. El tensor eléctrico de este medio estará dado por

$$\epsilon = \epsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & -iQm_z & iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

donde se ha tomado  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$  por simplicidad. Q es la constante magneto óptica del medio y se define como  $Q = i \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}}$  [13]. En el caso de una geometría Kerr polar, que nos interesa en este trabajo,  $m_x = m_y = 0$ . La magnetización  $m_i$  se expresa como  $m_i = M_i/M_s$ , con  $M_s$  la magnetización de saturación del sistema. Resolviendo las ecuaciones de Maxwell con los contornos adecuados, y teniendo en cuenta el tensor 4.3, es que se pueden deducir los coeficientes de la matriz de reflexión R definida en la ecuación 1.3.

La matriz de contorno para un medio arbitrario con magnetización en z puede escribirse como [13]

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i\alpha_y^2 Q m_z}{2} & \alpha_z & -\frac{i\alpha_y^2 Q m_z}{2} & -\alpha_z \\ -\frac{i n \alpha_z Q m_z}{2} & -n & -\frac{i n \alpha_z Q m_z}{2} & -n \\ n \alpha_z & \frac{i n Q m_z}{2} & -n \alpha_z & \frac{i n Q m_z}{2} \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio 2,  $\alpha_y = \sin(\theta_2)$  y  $\alpha_z = \cos(\theta_2)$  con  $\theta_2$  determinado por la ley de la refracción de Snell [11]. Esta matriz, escrita para el caso general de un medio magnético, es válida para medios no magnéticos, solo hay que reemplazar  $m=0$ . Esta característica de universalidad la hace útil para tratar sistema de muchos films de forma sencilla, como veremos más adelante. Conocida entonces la matriz A para cada medio, es fácil, a partir de la ecuación 4.2, pedir la continuidad de los campos tangenciales,

$$A_1 P_1 = A_2 P_2. \quad (4.5)$$

De esta condición, se pueden deducir entonces los coeficientes magneto ópticos, y encontrar un sistema de ecuaciones lineales para ellos [13]. Siguiendo con el caso más simple de un sistema de dos medios, si el haz incidente tiene polarización s, los coeficientes magneto ópticos se definen de la forma usual

$$r_{ss} = \frac{E_{1s}^r}{E_{1s}^i}, \quad r_{ps} = \frac{E_{1p}^r}{E_{1s}^i}, \quad t_{ss} = \frac{E_{2s}^i}{E_{1s}^i}, \quad t_{ps} = \frac{E_{2p}^i}{E_{1s}^i} \quad (4.6)$$

Los campos  $E_1^i$  y  $E_s^r$  están definidos en la figura 4.1. Dividiendo ambos lados de la ecuación 4.5 por  $E_{1s}^r$ , se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones para los coeficientes

$$A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} = A_2 \begin{pmatrix} t_{ss} \\ t_{ps} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Este sistema de ecuaciones es un sistema inhomogéneo lineal en los coeficientes, y vemos que se obtiene naturalmente de pedir la continuidad de los campos tangenciales. De forma análoga, para un haz incidente con polarización p los coeficientes se definen como

$$r_{sp} = \frac{E_{1p}^r}{E_{1p}^i}, \quad r_{pp} = \frac{E_{1s}^r}{E_{1p}^i}, \quad t_{sp} = \frac{E_{2s}^i}{E_{1p}^i}, \quad t_{pp} = \frac{E_{2p}^i}{E_{1p}^i} \quad (4.8)$$

Dividiendo 4.5 por  $E_{1p}^i$  se deduce entonces un sistema de ecuaciones para el resto de los coeficientes magneto ópticos

$$A_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ r_{sp} \\ r_{pp} \end{pmatrix} = A_2 \begin{pmatrix} t_{sp} \\ t_{pp} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Esta formulación es completamente general y puede aplicarse a cualquier par de medios con una interfaz. Se puede extender esta formulación para un sistema de varios films como veremos a continuación.

## 4.2. Formulación general para un sistema de multicapas

Consideremos entonces un sistema arbitrario de n films, cada uno de espesor  $d_j$ , que pueden ser o no magnéticos, sobre un sustrato. La onda incide sobre el arreglo de films desde un medio 0. Esto se esquematiza en la figura 4.2.

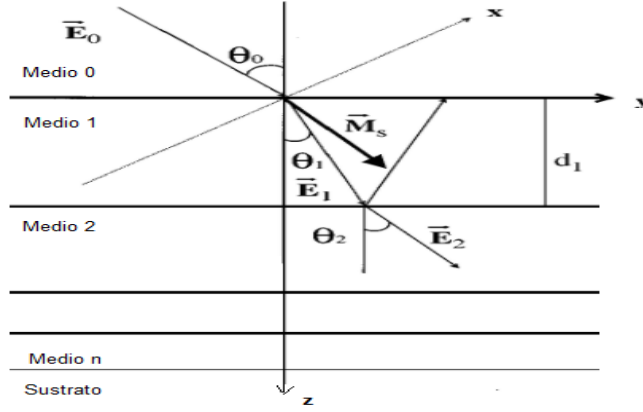


Figura 4.2: Sistema de n films, que pueden o no ser magnéticos, sobre un sustrato. La onda incidente viene de un medio 0, e interactúa con todas las capas hasta el sustrato, aunque no se grafica por simplicidad.

La matriz de contorno A deducida anteriormente es válida para cualquier medio, de modo que la matriz  $A_j$  para cada capa j-ésima se escribe

$$A_j = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i\alpha_{yj}^2 Q m_z}{2} & \alpha_{zj} & -\frac{i\alpha_{yj}^2 Q m_z}{2} & -\alpha_{zj} \\ -\frac{i n \alpha_{zj} Q m_z}{2} & -n_j & -\frac{i n \alpha_{zj} Q m_z}{2} & -n_j \\ n_j \alpha_{zj} & \frac{i n_j Q m_z}{2} & -n_j \alpha_{zj} & \frac{i n_j Q m_z}{2} \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

donde  $n_j$  es el índice de refracción del medio 2,  $\alpha_{yj} = \sin \theta_j$  y  $\alpha_{zj} = \cos \theta_j$  con  $\theta_j$  determinado por la ley de la refracción de Snell en cada interfaz. Además, la relación 4.5 es válida para cada interfaz, pues es la condición de continuidad del campo tangencial en cada interfaz. De este modo, se cumple que

$$A_j P_j = A_{j+1} P_{j+1}, \quad j = 0, 1, \dots, n. \quad (4.11)$$

La diferencia con el caso de dos medios semiinfinitos con una interfaz antes comentado, radica en considerar la propagación del campo entre cada capa, que ahora es finita. Para esto, es posible definir una matriz que dé cuenta de dicha propagación. Cuando una onda plana  $E_{s,p}^j$  se propaga por un medio de espesor  $d_j$  con índice de refracción  $n_j$ , se cumple la relación [13]

$$E_{s,p}^j(0) = E_{s,p}^j(d_j) \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} n_j \alpha_{zj} d_j), \quad (4.12)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del haz, y  $\alpha_{zj} = \cos(\theta_j)$  igual que antes. Relacionando las componentes tangenciales con el vector P, es posible deducir la matriz  $D_j$  de propagación de cada film [13]

$$D_j = \begin{pmatrix} U \cos(\delta) & U \sin(\delta) & 0 & 0 \\ -U \sin(\delta) & U \cos(\delta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U^{-1} \cos(\delta) & U^{-1} \sin(\delta) \\ 0 & 0 & -U^{-1} \sin(\delta) & U^{-1} \cos(\delta) \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

donde se han definido  $U$  y  $\delta$  como

$$U = \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} n_j \alpha_{zj} d_j) ; \quad \delta = \frac{-\pi n_j Q d_j m_z}{\lambda} \quad (4.14)$$



donde  $Q$  es la constante magneto-óptica definida anteriormente. Esta matriz  $D$  satisface por construcción la condición  $P(0) = DP(d)$ . Haciendo uso de esto, se puede reescribir la ecuación 4.5 para obtener así el caso general de los coeficientes magneto ópticos. Por ejemplo, para un sistema de tres medios, [medio 0-film-sustrato], se obtiene

$$A_0 P_0 = A_1 P_1(0) = A_1 D P_1(d) = A_1 D A_1^{-1} A_1 P_1(d) = A_1 D A_1^{-1} A_2 P_2(d). \quad (4.15)$$

En la última igualdad se ha vuelto a aplicar la ecuación 4.11. La matriz  $A_1 D A_1^{-1}$  es la matriz característica del film. Reescrito de esta forma, las ecuaciones 4.7 y 4.9 pueden expresarse de la forma

$$A_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} = A_1 D A_1^{-1} A_2 \begin{pmatrix} t_{ss} \\ t_{ps} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad A_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ r_{sp} \\ r_{ps} \end{pmatrix} = A_1 D A_1^{-1} A_2 \begin{pmatrix} t_{sp} \\ t_{pp} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.16)$$

Así, queda escrito un sistema de ecuaciones lineales para los coeficientes. Es directo generalizarlo a un sistema de  $n$  films. Para conocer los coeficientes basta calcular la matriz  $M$  definida por

$$M = A_0^{-1} [\prod A_n D_n A_n^{-1}] A_s. \quad (4.17)$$

Esta matriz se puede expresar en bloques de  $2 \times 2$ ,

$$M = \begin{pmatrix} G & H \\ I & J \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

A partir de esta expresión, se deduce que los campos incidentes y reflejados en el medio 0 satisfacen 13

$$\vec{E}^{(r)} = I G^{-1} \vec{E}^{(i)}. \quad (4.19)$$

De modo que los coeficientes de reflexión magneto ópticos para un sistema de  $n$  films queda determinado por

$$\begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} = I G^{-1}. \quad (4.20)$$

Para cualquier sistema de interés, basta calcular la matriz  $M$  y con ella calcular los coeficientes magneto ópticos mediante 4.20. En principio, esto puede hacerse analíticamente, pero en general las expresiones son sumamente complicadas y no permiten ganar intuición en la física del problema. Numéricamente es muy sencillo calcular los coeficientes, y con esto se puede estudiar cualquier sistema, como se mostrará en los apartados siguientes. Cabe destacar que los coeficientes  $r_{sp}$  y  $r_{ps}$  son siempre proporcionales a la magnetización.

### 4.3. Estimación de los coeficientes para las muestras de interés

Con el formalismo de multicapas mencionado se quiere describir los coeficientes magneto ópticos en las muestras A, B y C. En la figura 4.3 se recuerdan los espesores de las muestras estudiadas, así como los parámetros necesarios para calcular las matrices  $A_j$  y  $D_j$ , como los índices de refracción de los materiales de las muestras 21, y las constantes magneto

ópticas  $Q$ . Esta última es un dato que puede obtenerse de tablas para los diferentes arreglos de multicapas [22], y está directamente relacionada con la permitividad de los medios.

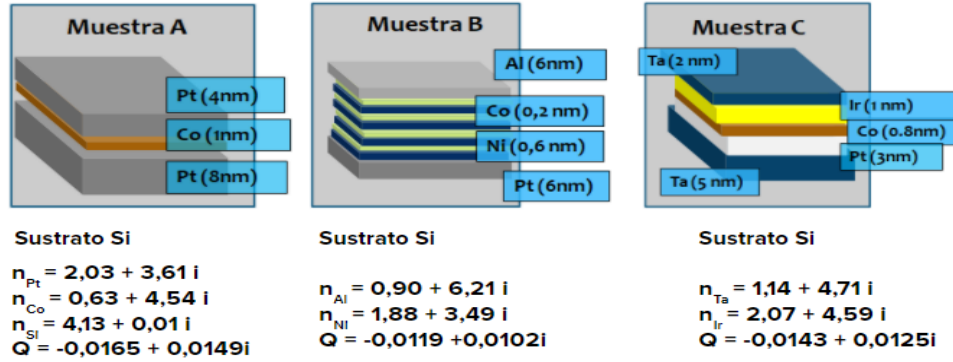


Figura 4.3: Esquema de las muestras estudiadas. Se especifican los datos necesarios para calcular los coeficientes Kerr, estos son, los espesores de las capas, los índices de refracción y los parámetros magneto-ópticos  $Q$  de las muestras.

Se considera siempre una longitud de onda para el haz incidente de  $\lambda = 532nm$ . La convención para los índices de refracción es  $n = n + ik$ . Se toma  $n = 1$  para el aire, y además se toma en todos los casos  $m_z = 0, 1$ .

Conocidos todos los datos necesarios, se implementó un programa en Octave para calcular las matrices  $A_j$  y  $D_j$  según las ecuaciones 4.10 y 4.13. Una vez halladas estas, se calculó la matriz  $M$  y luego los coeficientes Kerr según la ecuación 4.20. En la figura 4.4 se muestran los coeficientes Kerr para la muestra A, en función del ángulo de incidencia de la luz sobre la muestra.

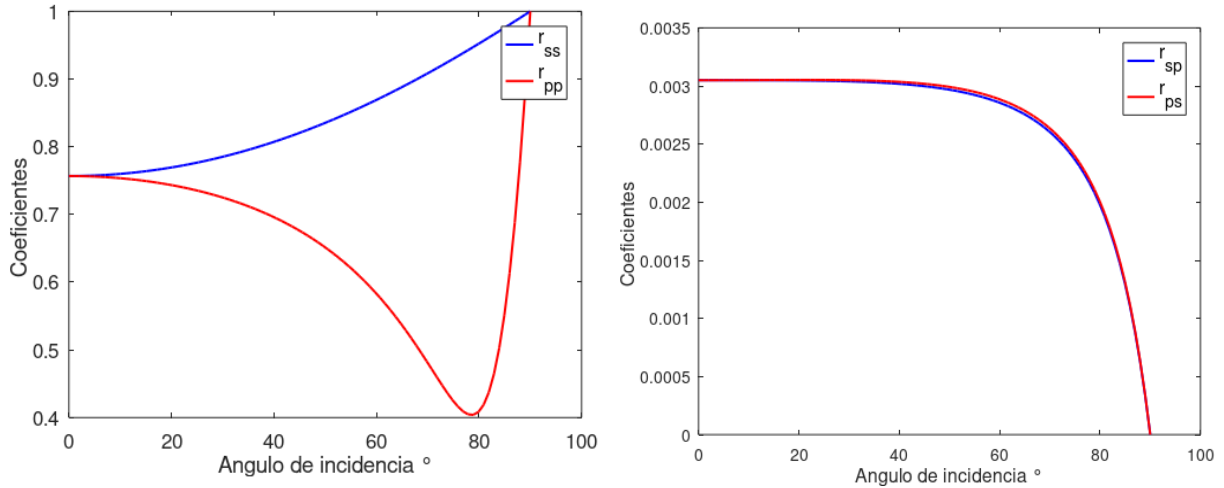


Figura 4.4: Módulo de los coeficientes magneto ópticos para la muestra A, en función del ángulo de incidencia sobre la muestra.

Los coeficientes  $r_{ss}$  y  $r_{pp}$  siguen un comportamiento análogo a los coeficientes de Fresnel para sustancias puras. Por su parte, los coeficientes no diagonales de  $R$ , responsables del efecto Kerr, son los dos máximos al mismo tiempo para incidencia normal. Por este motivo es que para realizar magnetometría de efecto Kerr polar se suele trabajar en ángulos de

incidencia cercanos a la normal. Utilizando la ecuación 1.4 se puede estimar además el ángulo de rotación Kerr para esta muestra, según la polarización del haz incidente, pues  $\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \theta_s + i\epsilon_s$  y  $\frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \theta_p + i\epsilon_p$ . El ángulo Kerr calculado se muestra en la figura 4.5.

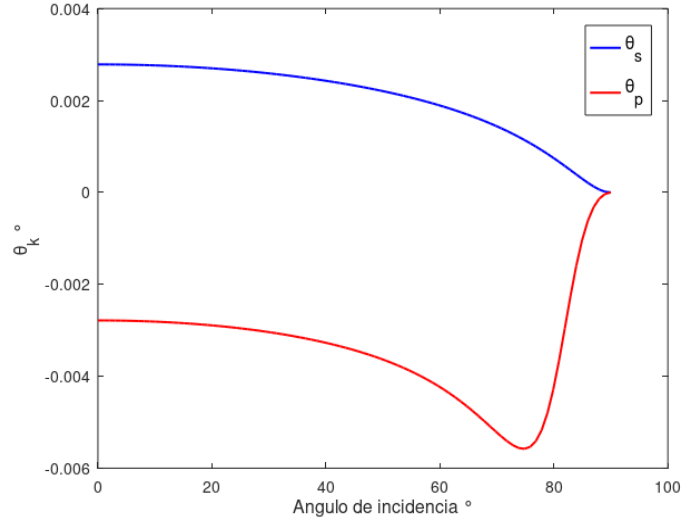


Figura 4.5: Ángulo de rotación Kerr para la muestra A. Cerca de la incidencia normal, la rotación tiene el mismo módulo para ambas polarizaciones incidentes,  $\theta = 2,7$  mgrad.

Del gráfico se aprecia que conviene trabajar cerca de la incidencia normal pues para cualquier polarización incidente se obtiene una rotación Kerr apreciable. El valor máximo esperado de rotación es del orden de  $2,7$  miligrados para la incidencia normal, lo que coincide con datos experimentales [16]. El análisis realizado puede repetirse para estudiar las muestras B y C. Los coeficientes magneto-ópticos para ambas muestras se grafican en las figuras 4.6 y 4.7 en función del ángulo de incidencia. Para estas nuevas muestras se puede apreciar con mayor claridad que los coeficientes fuera de la diagonal no son necesariamente simétricos para este tipo de sistemas multicapas.

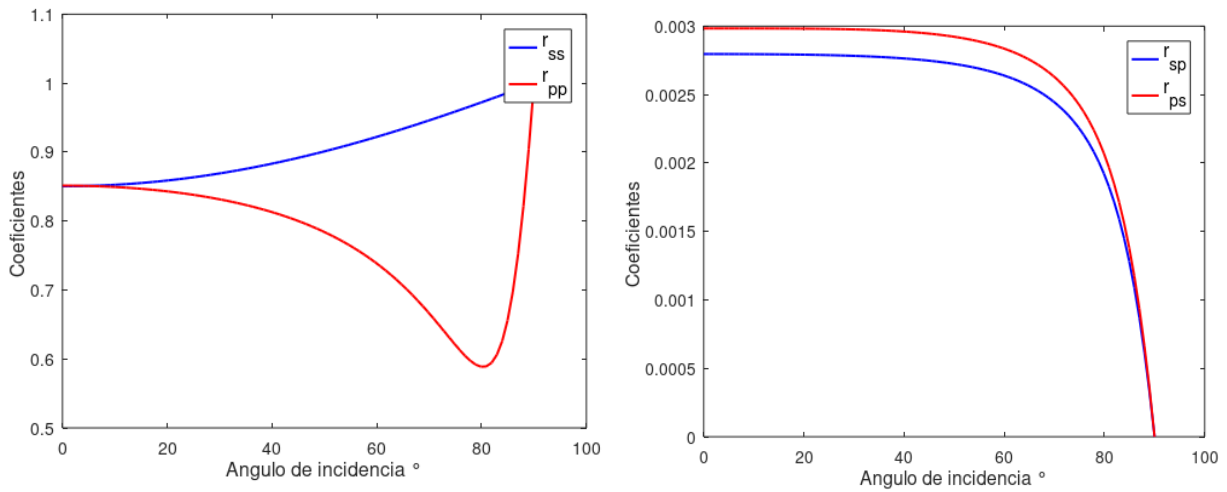


Figura 4.6: Módulo de los coeficientes magneto ópticos obtenidos por el método multicapas, en función del ángulo de incidencia, para la muestra B.

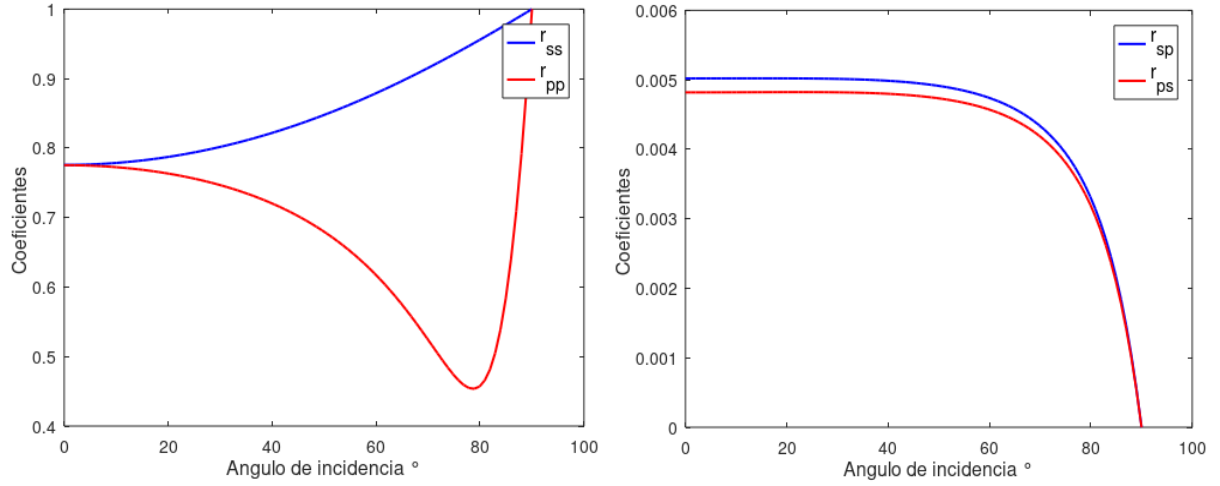


Figura 4.7: Módulo de los coeficientes magneto ópticos en función del ángulo de incidencia para la muestra C.

Por otro lado, es posible calcular la rotación Kerr máxima esperada para estas muestras. Los gráficos del ángulo Kerr en función del ángulo incidente se muestran en la figura [4.8](#)

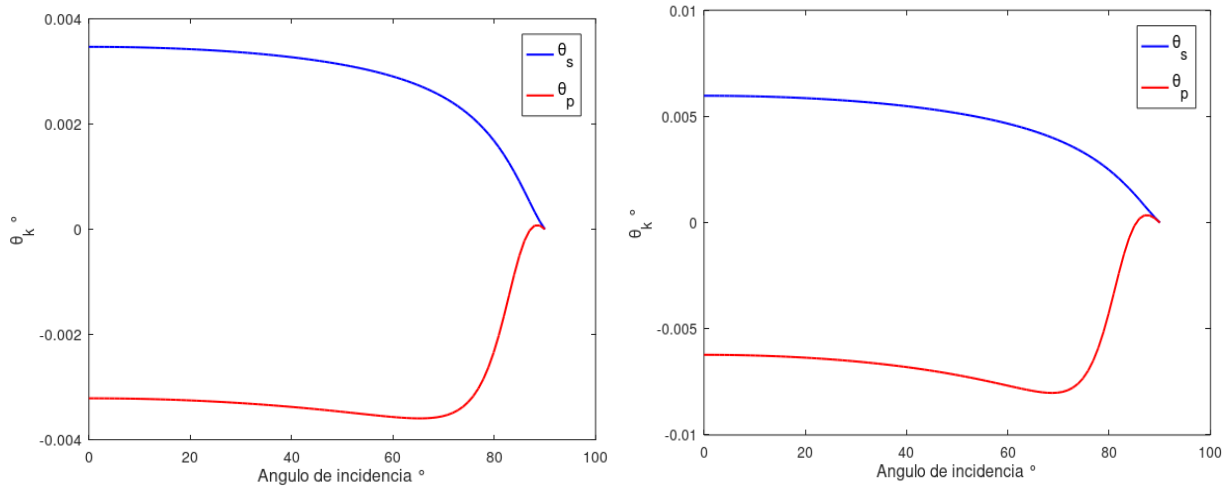


Figura 4.8: Ángulo de rotación Kerr en función del ángulo de incidencia sobre la muestra. Se muestran las rotaciones para las muestras B y C a izquierda y derecha respectivamente.

Se aprecia que el ángulo Kerr esperado es máximo para la muestra C. Se espera entonces que esta muestra tenga un efecto Kerr mayor, y por lo tanto la señal Kerr sea más fácil de medir. La muestra C posee una rotación Kerr de hasta 6 mgrad, lo que es más del doble que para la muestra A.

# Capítulo 5

## Modelado del magnetómetro láser

En este capítulo se describe y modela el magnetómetro láser que se quiere construir. Para ello, a través del formalismo de matrices de Jones se describe la propagación de los haces a través del sistema óptico, para modelar finalmente como es la señal que llega a los detectores. En estos cálculos se considerara a los elementos ópticos no ideales a fin de estimar los posibles errores que se introducen en la señal Kerr. Conocida la intensidad resultante, se tendrá en cuenta la conversión de intensidad a corriente en los fotodetectores, y los posibles errores que pueden surgir, analizando también la relación señal ruido en el sistema de fotodetección. A través de un simulador de un amplificador Lock In se modela el efecto que tiene utilizar una técnica de detección sensible para obtener las señales.

### 5.1. Descripción del sistema óptico: Formalismo de Jones

El magnetómetro láser a modelar se esquematiza en la figura 5.1. El principio de funcionamiento es idéntico al mencionado en la figura 3.3, pero para igualar la intensidad en ambos detectores se utiliza una lámina de cuarto de onda. Además esta lámina permite eliminar la elipticidad, lo que permite mejorar la sensibilidad de la técnica al poder apreciar solamente la rotación Kerr [27]. Para el magnetómetro diseñado, el ángulo de incidencia en la muestra se eligió en alrededor de  $5^\circ$ , pues como se mostró en el capítulo 4, el efecto Kerr es mayor cerca de la incidencia normal. El haz reflejado en la muestra es dirigido al sistema de detección balanceada, como se describió en el capítulo 2.3.

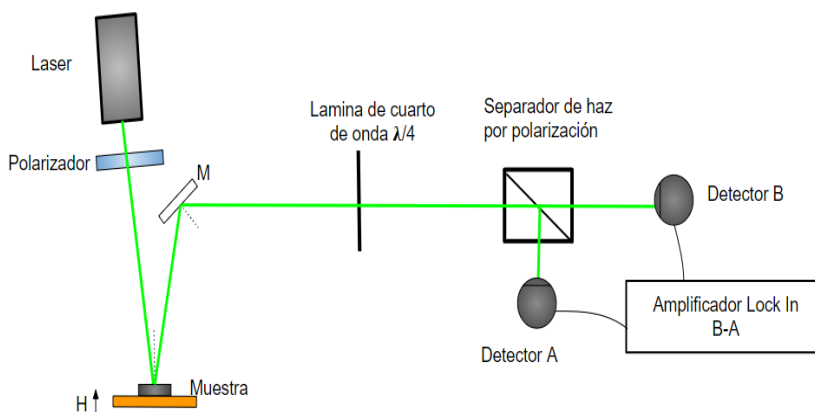


Figura 5.1: Esquema del magnetómetro láser que se busca modelar. M es un espejo. La resta de las señales en cada detector corresponde a la señal Kerr.

La descripción del sistema óptico se puede realizar mediante el formalismo de matrices de Jones [11]. Cuando la luz polarizada pasa a través de un elemento óptico en general se modifica el estado de polarización. Para aplicar el formalismo de Jones se puede utilizar una base de polarización s y p. En ese caso, un vector de Jones va a estar escrito como

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

El cambio en la polarización que introduce un elemento óptico puede escribirse en términos de matrices. Por ejemplo, el cambio en la polarización generada por la reflexión en una muestra magnetizada, va a estar dada por la matriz  $R$  (1.3), de modo que la polarización del campo resultante  $\vec{E}'$  será

$$\vec{E}' = R\vec{E}. \quad (5.2)$$

Del mismo modo, se puede asociar una matriz de Jones a cada elemento óptico. Asumiendo que todos los elementos ópticos tienen una respuesta lineal con el campo, el cambio en la polarización de un haz  $E$  tras pasar  $n$  elementos ópticos con matrices  $J_1 \dots J_n$  está dado por

$$\vec{E}' = J_n J_{n-1} \dots J_1 \vec{E}. \quad (5.3)$$

Aplicando este formalismo se puede calcular la intensidad que llega a cada detector, y para ello se necesita conocer las matrices de Jones de cada elemento óptico, las cuales se muestran en la tabla 1. Para el espejo, los coeficientes corresponden a los de Fresnel para plata (Ag) a la longitud de onda de trabajo e incidencia a  $45^\circ$ . Los coeficientes del PBS fueron calculados a partir de datos que proporciona el fabricante. Para el PBS se toman dos matrices, una por cada polarización. En el Apéndice B se detalla el cálculo de los coeficientes de cada matriz.

Elemento óptico	Matriz de Jones	Valor utilizado
Muestra Pt/Co/Pt	$R = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}$	$R = \begin{pmatrix} -0,73-0,21i & (-1,4-2,7i)10^{-3}m \\ (-1,4-2,7i)10^{-3}m & 0,73+0,21i \end{pmatrix}$
Espejo	$J_e = \begin{pmatrix} r_{se} & 0 \\ 0 & -r_{pe} \end{pmatrix}$	$J_e = \begin{pmatrix} -0,88+0,42i & 0 \\ 0 & -(0,61-0,74i) \end{pmatrix}$
Lámina de cuarto de onda rotada en $\theta$ respecto al eje horizontal	$J_{\lambda/4}(\theta)$	$J_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} \cos^2\theta + i\sin^2\theta & (1-i)\cos\theta\sin\theta \\ (1-i)\cos\theta\sin\theta & \sin^2\theta + i\cos^2\theta \end{pmatrix}$
PBS Haz transmitido P	$J_P = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & t_p \end{pmatrix}$	$J_P = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0,901 \end{pmatrix}$
PBS Haz reflejado S	$J_S = \begin{pmatrix} r_s & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$	$J_S = \begin{pmatrix} 0,977 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$

Tabla 5.1: Matrices de Jones de los elementos ópticos

Sea entonces  $E$  el campo incidente sobre la muestra. Conocida las matrices de Jones, la polarización del campo que llega a cada detector  $E_s$  y  $E_p$  va a estar dada por la ecuación 5.3, tomando la forma

$$\begin{aligned} E_s &= J_s J_{\lambda/4}(\theta) J_e R E \\ E_p &= J_p J_{\lambda/4}(\theta) J_e R E. \end{aligned} \quad (5.4)$$

La intensidad en los detectores será  $I_s = \frac{c\epsilon_o}{2} E_s E_s^\dagger$  y  $I_p = \frac{c\epsilon_o}{2} E_p E_p^\dagger$  respectivamente, con  $\epsilon_o$  la permitividad del vacío y  $c$  la velocidad de la luz. La fórmula explícita considerando todas las matrices resulta muy difícil de tratar y no aporta relevancia física, pero numéricamente es muy sencillo calcular las intensidades y con ello la señal Kerr como  $I_p - I_s$ .

Por otro lado, el campo incidente en la muestra posee idealmente una única componente de polarización, pues pasa a través del polarizador  $P$ , siendo de la forma  $\vec{E} = E_o \hat{s}$ . En este trabajo se considera un polarizador no ideal, de modo que en la muestra llegarán ambas componentes de polarización. El campo  $E$  puede expresarse entonces como  $\vec{E} = E_o(\hat{s} + \delta \hat{p})$  con  $\delta \ll 1$ , siendo esta una fracción de la amplitud de campo de polarización  $s$ . Sin embargo, para modelizar el efecto de un polarizador no ideal, es conveniente utilizar el coeficiente de extinción CE. Este es el cociente entre la intensidad máxima y la mínima transmitida por el polarizador, y usualmente es un dato proporcionado por el fabricante. Para los polarizadores típicos empleados en esta técnica, el coeficiente de extinción es alrededor de 1000:1. Numéricamente, en los cálculos se ajusta el valor de  $\delta$ , según cada valor de coeficiente de extinción, para que el módulo del campo eléctrico sea tal que haya 5 mW de potencia incidente sobre la muestra.

Por su parte, el PBS se considera ideal en cuanto a que solo deja pasar una única componente, tanto en el haz transmitido como el reflejado, pero no es ideal en cuanto a puede atenuarlas. Asumir que el PBS no separa idealmente las componentes de polarización implica que a los detectores llegará una combinación de las dos polarizaciones de campo incidentes. Pero esto mismo ocurre si el polarizador inicial es no ideal, de modo que por simplicidad se eligió considerar que el PBS solo atenúa la señal, sin combinar las componentes.

En lo siguiente, se trabajará con una muestra de Pt/Co/Pt, siendo los coeficientes de la matriz de Jones para la muestra los calculados en el capítulo 3. El primer caso a estudiar es el de un polarizador ideal, de modo que el campo incidente es de la forma  $\vec{E} = E_o \hat{s}$ , es decir polarización  $s$  solamente. La amplitud de campo se elige adecuadamente para obtener una intensidad de láser de 5mW, valor que estará fijo de ahora en adelante. El ángulo de la lámina de cuarto de onda, considerando todos los elementos ópticos ideales, debe ser de  $45^\circ$  para balancear el puente óptico [27]. Eligiendo ese ángulo para la lámina, y aplicando la fórmula 5.4, se calculó la señal Kerr en función de la magnetización normalizada  $m = M_z/M_s$ , con  $M_s$  la magnetización de saturación. Recordemos que la magnetización está implícita en los coeficientes  $r_{sp}$  y  $r_{ps}$ , siendo estos coeficientes proporcionales a  $m$ . Los resultados se muestran en la figura 5.2.

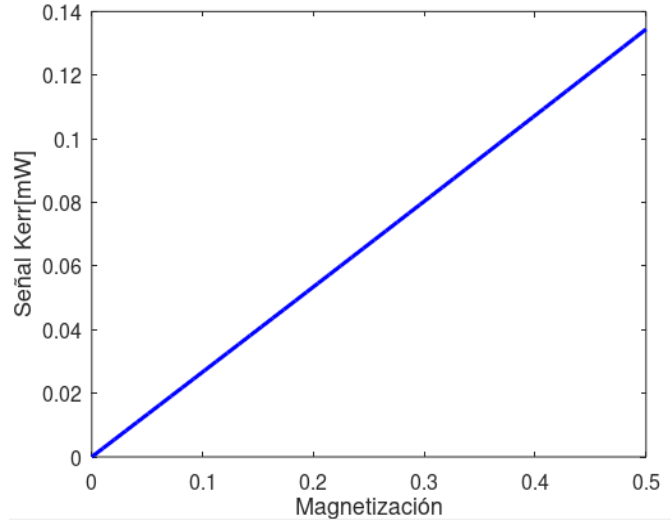


Figura 5.2: Señal Kerr esperada en función de la magnetización. La intensidad del haz que sale del láser se toma como  $5mW$ . La lámina de cuarto de onda se ajustó en  $45^\circ$ .

Se observa entonces una respuesta lineal en la magnetización. Esto valida la hipótesis de que en la resta de intensidades las contribuciones de orden cuadrático en la magnetización son despreciables, como se asume en la ecuación 3.6. En el cálculo anterior, se considera el efecto del espejo y del PBS como no ideales. Si se tomara a estos elementos ópticos como ideales, se obtendría la misma señal que en 5.2, a menos de un offset despreciable. Así, el efecto de estos componentes ópticos resulta poco significativo, pues no introducen un offset apreciable en la señal respecto al caso ideal, así como sigue valiendo la linealidad.

Por otro lado, interesa poder balancear el puente óptico, es decir lograr que la señal Kerr sea nula para una dada condición, por ejemplo magnetización cero. El balance se realiza ajustando el ángulo de la lámina de cuarto de onda. En la figura 5.3 se muestra como varía la señal Kerr con el ángulo de la lámina de cuarto de onda para un valor nulo de la magnetización. El campo incidente en la muestra se toma ideal, con una única componente de polarización,  $\vec{E} = E_o \hat{s}$ .

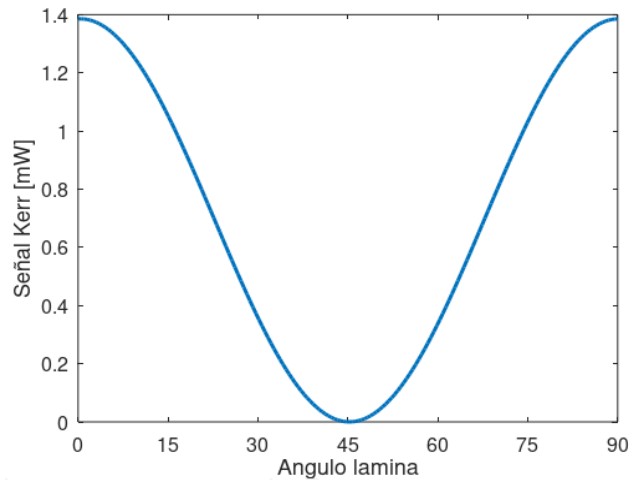


Figura 5.3: Señal Kerr en función del ángulo de la lámina de cuarto de onda.  $m = 0$ .

Como puede apreciarse, la señal Kerr se anula cerca de los  $45^\circ$ , siendo entonces el efecto del



PBS y el espejo despreciables. En particular, para el sistema propuesto, el ángulo necesario para balancear el detector es  $44,9^\circ$ , o  $45,1^\circ$ . Si el polarizador  $P$  no es ideal, el ángulo necesario para hacer cero la señal se modifica. En la figura 5.4 se muestra como varía la señal Kerr, en ausencia de magnetización, para diferentes coeficientes de extinción del polarizador. El mínimo de la señal Kerr varía también según el valor de coeficiente de extinción.

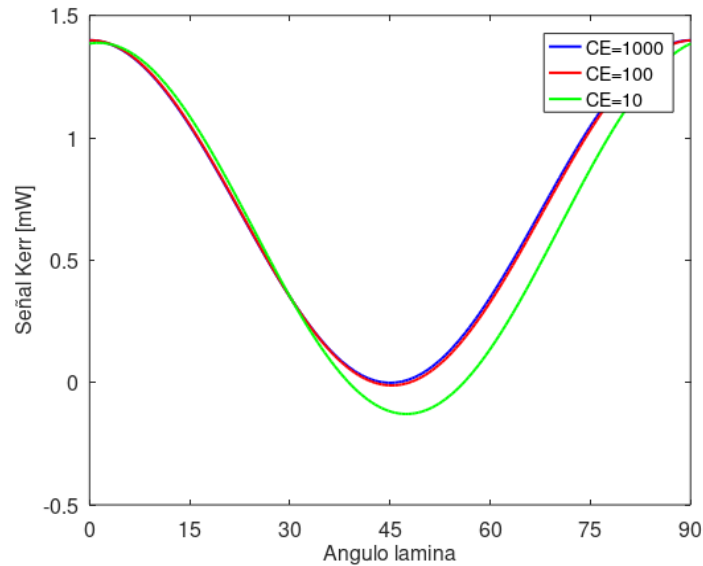


Figura 5.4: Señal Kerr en función del ángulo de la lámina de cuarto de onda.  $m = 0$ . Se grafican curvas para distintos coeficientes de extinción.

Puede apreciarse que el ángulo necesario para balancear el detector depende del coeficiente de extinción. Para un coeficiente de extinción 10:1, la lámina debe colocarse ya sea en  $38^\circ$  o  $56^\circ$  en vez de a  $45^\circ$  para lograr el balance. Sin embargo, el efecto de la no idealidad de la polarización no es tan marcado para valores realistas de coeficientes de extinción, pues para balancear el puente óptico para un  $CE = 1000 : 1$ , un ángulo posible para balancear resulta de  $44,5^\circ$ , que en la práctica apenas difiere del valor  $44,9^\circ$  obtenido con el polarizador ideal. De aquí en adelante, para todos los casos se ajusta el ángulo de la lámina para mantener balanceado el detector. Si bien no se explicita el valor en cada caso, siempre es cercano a  $45^\circ$ .

Para analizar con más detalle cómo se modifica la señal Kerr en función del coeficiente de extinción, se estudió la señal Kerr para un valor de magnetización  $m$  fijo. Para cada valor de coeficiente de extinción, se ajustó el ángulo de la lámina de cuarto de onda para balancear el puente óptico en ausencia de magnetización. Luego, fijado un valor de  $m$ , se calculó la señal Kerr obtenida. En la figura 5.5 se muestra como es la variación porcentual de la señal Kerr respecto al caso ideal en función de la inversa del coeficiente de extinción. El caso ideal corresponde a  $CE^{-1} = 0$ .

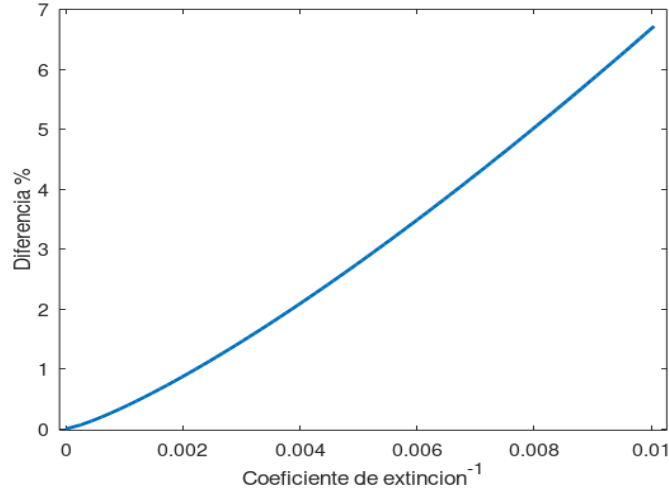


Figura 5.5: Variación porcentual de la señal Kerr respecto al caso ideal en función de la inversa coeficiente de extinción  $CE$ , para  $m = 0,5$ . Se ajusta el valor del ángulo de la lámina de onda para cada valor de  $CE$ , de modo de anular la señal Kerr a  $m = 0$ .

Con el gráfico anterior, podemos ver cuánto se modifica la señal Kerr para cada valor de  $CE$ , lo que nos permite estimar un error en la señal que uno quiere medir. La variación en la señal para un  $CE$  de 100 es del 7% respecto al caso ideal. Vemos además una dependencia no lineal de la señal con el coeficiente de extinción.

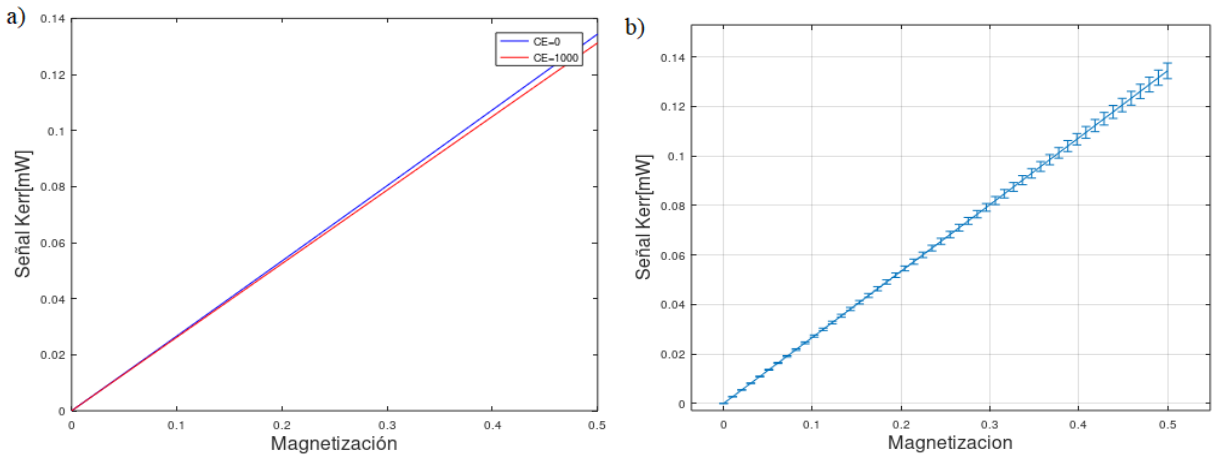


Figura 5.6: Señal Kerr esperada en función de la magnetización. a) Se compara el caso de un polarizador ideal y uno con  $CE = 1000$ . b) Señal Kerr esperada de un experimento realista. La línea continua corresponde al caso ideal, el error se estima como la diferencia entre señal ideal y para  $CE = 1000$ .

En la figura 5.6a se muestra la señal Kerr en función de la magnetización  $m$ , comparando el caso ideal con  $CE = 1000$ . Nuevamente, en ambos casos se balanceo la señal a magnetización nula. Esto último permite que ambas señales se anulen en el origen. La diferencia entre las dos señales se tomó como criterio para estimar el error en las mediciones. Para el caso de interés, con un valor de  $CE = 1000 : 1$ , el error esperado es menor al 3%, como se muestra en la figura 5.6b.

Así, está caracterizada la señal Kerr que se espera medir en función de la magnetización

de la muestra, estando además estimado el error que introduce considerar un polarizador no ideal. Se espera una desviación del 3% respecto al caso ideal, lo que se toma aquí como el error para determinar la magnetización.

## 5.2. Sistema de fotodetección

Hasta ahora, se ha calculado la intensidad que llega a cada detector. Sin embargo, la intensidad no es medida directamente, sino que se la mide a través de un fotodiodo, el cual convierte la intensidad  $I$  en una corriente  $j$ . La corriente es proporcional a la intensidad, y el factor de proporcionalidad está en la responsividad  $\eta$  del fotodiodo. Pero además, para medir la señal resultante se utilizó un amplificador de transimpedancia (TIA), como se discute en el capítulo 6, el cual convierte la corriente del fotodiodo en un voltaje fácilmente medible. Al TIA se le asigna una ganancia  $R$ , de modo que la intensidad lumínica se convierte en un voltaje  $V$  de acuerdo a la ecuación

$$V = R\eta I. \quad (5.5)$$

Si consideramos un fotodetector balanceado (véase sección 6.2), la ganancia de la resta de intensidades es una sola, pero cada fotodiodo tendrá una eficiencia  $\eta_1$  y  $\eta_2$ . La diferencia del voltaje medido en cada detector, o la señal Kerr, queda entonces escrita como

$$V_p - V_s = R(\eta_p I_p - \eta_s I_s). \quad (5.6)$$

Para un fotodiodo FDS100 de Thorlabs [35], la responsividad es típicamente  $\eta = 0,2 A/W$ . La ganancia del TIA se estima en  $R = 1e5 V/A$ . Es útil introducir la diferencia de eficiencias  $\varepsilon$ , de modo que  $\eta_s = \eta_p + \varepsilon$ . Así, se puede estudiar qué error tendrá la señal Kerr según cuánto difieren ambas eficiencias. De manera análoga a lo hecho en la figura 5.6, se analizó cuánto difiere la señal Kerr en función de la magnetización para el caso de  $\varepsilon = 0$  y  $\varepsilon = 0,02 A/W$ , lo que corresponde a un 10% de diferencia porcentual entre responsividades, valor que se considera como diferencia máxima aceptable. Se asume que el polarizador tiene  $CE = 1000$ . Se ajustó el ángulo de la lámina en cada caso para balancear la señal a  $m = 0$ . La señal Kerr simulada para estos casos se muestra en la figura 5.7.

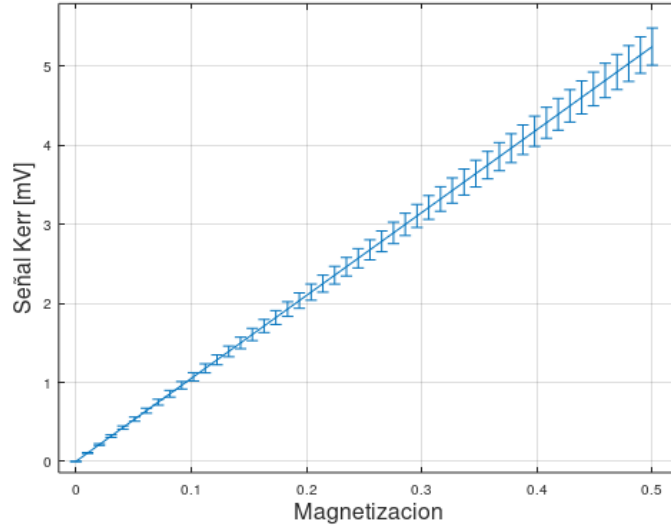


Figura 5.7: Señal Kerr esperada en función de la magnetización. Se compara el caso de un sistema con responsividades iguales y uno con  $\varepsilon = 0,02A/W$ , estimando así el error. Se asume  $CE = 1000$ .

El hecho de que exista una diferencia de responsividades no induce una pérdida de linealidad en la señal Kerr respecto a la magnetización. Siempre que sea posible balancear el puente óptico ajustando el ángulo de la lámina de cuarto de onda, ambas señales quedan centradas en el origen. El error máximo esperado para determinar la magnetización, considerando tanto un 10 % diferencia en responsividades como un polarizador no ideal con  $CE = 1000$  resulta del 6,5 %.

Por otro lado, interesa conocer el ruido presente en el sistema de fotodetección. Típicamente, para un sistema con fotodiodos hay que considerar el ruido oscuro  $i_d$ , el ruido de disparo (shot noise)  $i_s$ , el ruido proveniente del láser  $i_l$  y el ruido térmico o de Johnson  $V_J$  [33]. Si fotodiodo emite una corriente  $j$ , los tres primeros pueden calcularse como

$$\begin{aligned} i_d &= \eta \cdot NEP \cdot B^{1/2} \\ i_s &= \sqrt{2qBj} \\ i_l &= f_l j, \end{aligned} \tag{5.7}$$

donde NEP es la potencia equivalente al ruido del detector,  $q$  es la carga del electrón,  $B$  el ancho de banda del fotodetector y  $j$  la corriente. Por su parte,  $f_l$  es la fracción de ruido del láser, que depende de cada caso en particular. Todos los ruidos anteriores están expresados en término de corriente, y todos pueden referirse a una resistencia en común  $R$ , como puede ser la ganancia de un TIA usada para obtener un voltaje. Si esa resistencia es la que domina el ruido de Johnson, este último cobra la expresión

$$V_J = \sqrt{4kTB R}, \tag{5.8}$$

con  $k_B$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura absoluta del sistema. Si todos los ruidos mencionados son descorrelacionados, el ruido del sistema resulta

$$N = \sqrt{R^2(i_d^2 + i_s^2 + i_l^2) + V_J^2}. \tag{5.9}$$

En el caso que queremos estudiar, al utilizar un fotodetector balanceado, estas expresiones se modifican, pues el ruido de oscuridad tiende a cancelarse si los detectores tienen igual responsividad, así como las fluctuaciones debidas al ruido del láser [36]. Por lo tanto, tomando en cuenta la ecuación 5.6 como la señal a medir, y modificando la expresión del ruido adecuadamente para el caso de detector balanceado, la relación señal ruido  $S/N$  expresada en términos de intensidad lumínica toma la forma

$$S/N = \frac{R(\eta_p I_p - \eta_s I_s)}{\sqrt{R^2(i_d^2 + i_s^2 + i_l^2) + V_j^2}} \quad (5.10)$$

donde ahora se ha redefinido

$$\begin{aligned} i_d &= (n_s - n_p) \cdot NEP \cdot B^{1/2} \\ i_s &= \sqrt{2qB[n_s I_s + n_p I_p]} \\ i_l &= f_l [n_s I_s - n_p I_p], \end{aligned} \quad (5.11)$$

En la tabla 2 se resumen los parámetros necesarios para calcular  $S/N$ . Muchos de estos parámetros son propios de los fotodiodos FDS100 utilizados, y del detector fabricado (Capítulo 6). De esta manera, se estudió la relación señal ruido en un experimento típico de magnetometría, en función de diferentes parámetros.

Parámetro	Valor	Unidades
Intensidad laser $I_o$	5	mW
NEP	$1,2 \times 10^{-14}$	$W/\sqrt{Hz}$
Ancho de banda B	50	kHz
Temperatura T	298	K
Ganancia R	100	$k\Omega$
Responsividad $\eta$	0,2	A/W
$\varepsilon$	[0- 0,02]	A/W
Ruido del láser $f_l$	[0- 0,1]	Adimensional

Tabla 5.2: Parámetros usados para calcular la relación  $S/N$ . Los valores entre corchetes indican que el parámetro se tomó variable entre esos valores.

En primer lugar se estudió cómo es la relación señal ruido en función del ángulo de incidencia sobre la muestra. Si bien se verificó que la señal es máxima cerca de incidencia normal, y se eligió este ángulo en  $5^\circ$  para el montaje experimental, sería bueno que  $S/N$  sea también máximo para incidencia normal. En la figura 5.8 se muestra la relación señal ruido en función del ángulo de incidencia para dos valores de ruido del láser  $f_l$  diferentes. Típicamente, para diodos láseres comerciales la fracción de ruido del láser se estima menor a  $f_l = 0,01$ , por tal motivo se toma ese valor máximo y uno menor. Se asume  $CE = 1000$  y una diferencia de responsividades  $\varepsilon = 0,005 A/W$ . Se toma además  $m = 1$ .

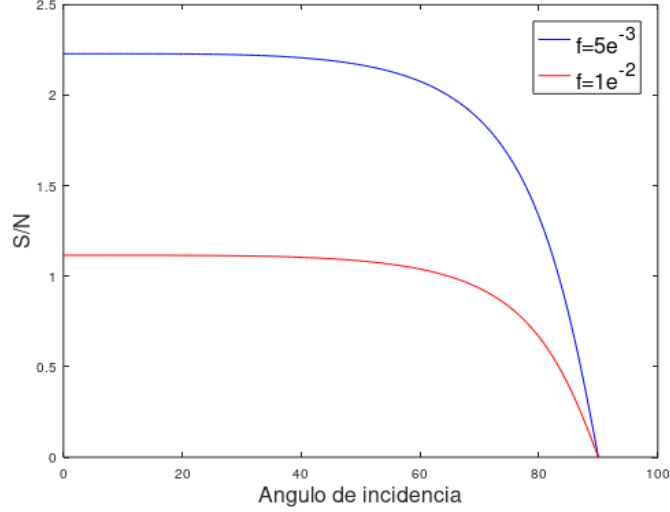


Figura 5.8: Relación señal ruido  $S/N$  en función del ángulo de incidencia sobre la muestra. Se fijó  $m = 1$ ,  $CE = 1000$  y  $\varepsilon = 0,005A/W$ .

Puede apreciarse que efectivamente  $S/N$  es máxima a incidencia normal, como se esperaba. Depende además fuertemente del parámetro  $f_l$ . La relación señal ruido es mayor a  $S/N = 3$  para  $f_l = 5,10^{-3}$ , que sería el caso más favorable en cuanto a ruido de láser. Este valor de  $S/N$  aunque bajo, es esperable para la técnica de magnetometría Kerr, siendo este el motivo por lo que en general se utilizan métodos de detección con el Lock In. En la figura 5.9 se muestra cómo depende la relación señal ruido de la fracción de ruido del láser. El ángulo de incidencia sobre la muestra es de  $5^\circ$ , así como se fija  $CE = 1000$  y diferencia de responsividades  $\varepsilon = 0,005A/W$ .

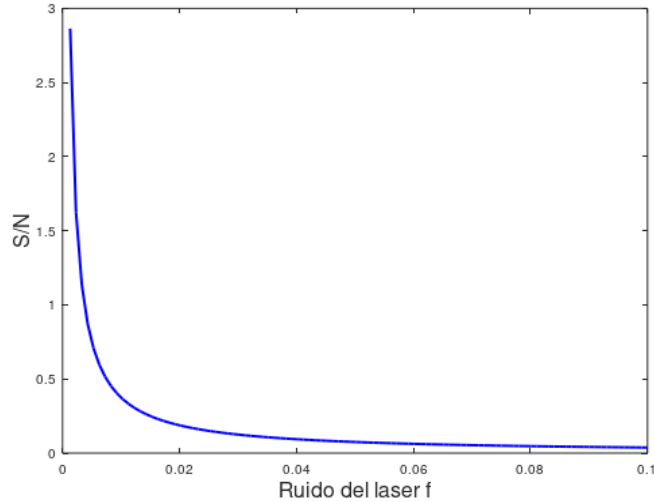


Figura 5.9: Relación señal ruido  $S/N$  en función de la fracción del ruido del láser. Se fijó  $m = 1$ ,  $CE = 1000$  y  $\varepsilon = 0,005A/W$ .

Se puede apreciar que la relación señal ruido disminuye conforme aumenta la fracción de ruido del láser. En lo que sigue se se usará el valor típico de fracción de ruido para láseres de diodos  $f_l = 0,01$ , a menos que se indique lo contrario. Con el objetivo de profundizar el análisis, se estudió la relación señal ruido en función de la diferencia entre las responsividades

$\varepsilon$  y del coeficiente de extinción CE, tal como se muestra en las figuras 5.10. En el primer caso, se fijó  $CE = 1000$  y en el segundo  $\varepsilon = 0,005A/W$ . En ambos casos se considera  $m = 1$  y  $f_l = 0,01$

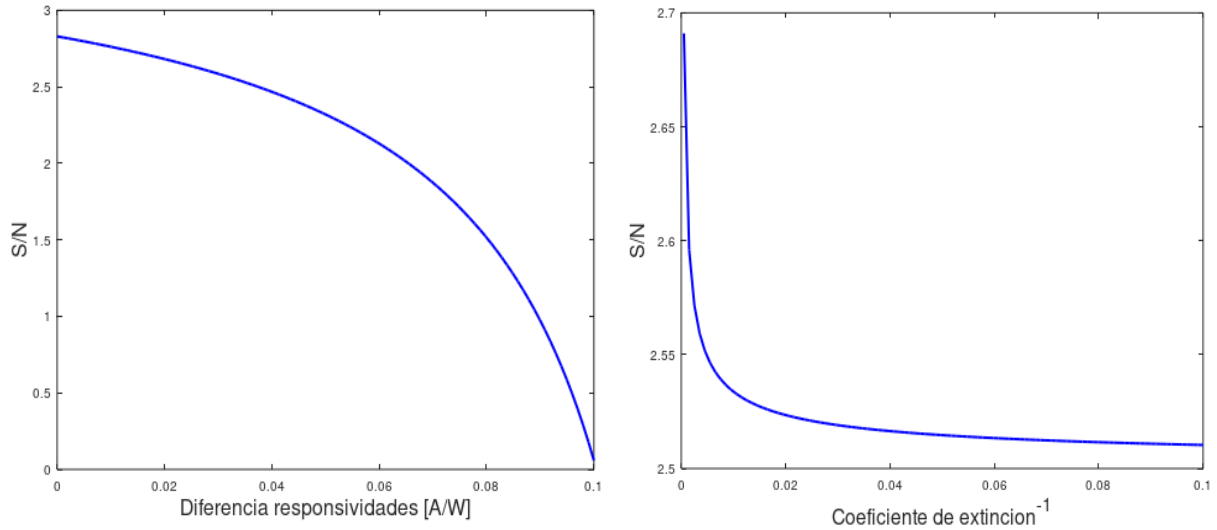


Figura 5.10: A la izquierda, relación señal ruido S/N en función de la diferencia de responsividades  $\varepsilon$ , con  $CE = 1000$ . A la derecha, S/N en función de la inversa del coeficiente de extinción del polarizador, con  $\varepsilon = 0,005A/W$ . En ambos casos se considera  $m = 1$  y  $f_l = 0,01$ .

En función de los gráficos presentados, puede estimarse la relación señal ruido que tendrá un experimento de magnetometría láser. El valor más favorable es una relación señal ruido  $S/N = 3$ . La relación señal ruido no varía fuertemente con el coeficiente de extinción del polarizador, sino que se mantiene sobre 2,5 para valores razonables de CE. Sin embargo, la relación señal ruido es sensible tanto a la diferencia de eficiencias como a la fracción de ruido del láser, disminuyendo fuertemente conforme aumentan estos parámetros.

### 5.3. Adquisición mediante amplificador Lock In

Conocida la señal de voltaje que se espera medir con el magnetómetro, así como la relación señal ruido, se realizó un programa para simular las operaciones que realiza un amplificador Lock In. Se busca ver cómo son las señales definitivas que se obtendrán del experimento, el efecto del ruido sobre la señal a medir, así como el efecto neto del sistema de adquisición. Recordemos que un amplificador Lock In es capaz de recuperar una señal con una modulación conocida de un ambiente ruidoso. El principio de funcionamiento del Lock In está en la ortogonalidad de las funciones armónicas, pues el producto de funciones de diferente frecuencia, integrado en un tiempo mayor al período de las funciones, es nulo.

Para detectar una señal, el lock In genera una función armónica de igual frecuencia que la modulación, y con ella realiza las operaciones. Una forma de describir el funcionamiento es a través de un filtro en el espacio de frecuencias [28]. Sea  $S(t)$  la señal que llega al Lock In, modulada a frecuencia  $\omega$  y  $R(t)$  la referencia armónica de igual frecuencia creada por el Lock In. La señal que interesa analizar es el producto  $S(t) \cdot R(t)$ . A esta señal, previamente

transformada al espacio de frecuencias por el método de Fourier, se le aplica un filtro de la forma

$$T_{\tau,N} = \left( \frac{1 - i2\pi\omega\tau}{1 + (2\pi\omega\tau)^2} \right)^N \quad (5.12)$$

donde  $\tau$  es el tiempo de integración, elegido en el panel frontal de cualquier amplificador típico, y  $N = 1, 2, 3, 4$  es el orden del filtro. Este último, también puede seleccionarse en el aparato y los valores de  $n$  corresponden a una atenuación de 6, 12, 18 y 24dB respectivamente. En la figura 5.11 se muestra como es el módulo de la transmisión del filtro en función de la frecuencia, para  $\tau = 0,5ms$  y distintas atenuaciones.

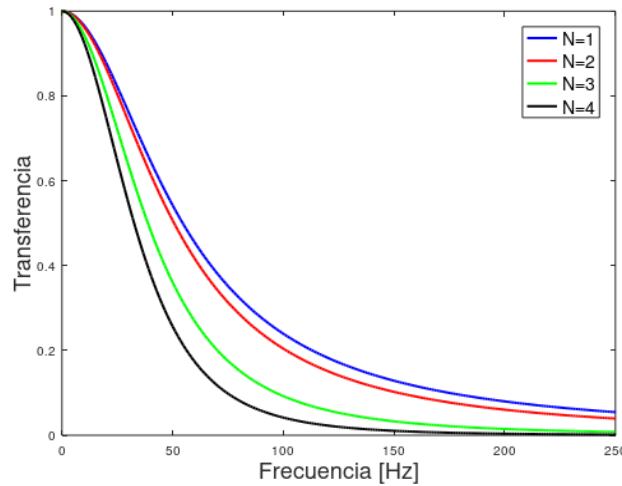


Figura 5.11: Módulo de la transmisión del filtro que aplica el Lock en función de la frecuencia, para distintos valores de atenuación.

Una vez aplicado el filtro deseado, la señal resultante se antitransforma Fourier para obtener una señal de salida  $S_{out}(t)$  en el espacio temporal. Esta es la señal final que se obtiene del experimento.

El programa para simular el amplificador Lock In se implementó en Octave/Matlab, y realiza las operaciones mencionadas brevemente. La variación temporal de la magnetización se tomó como la obtenida en el capítulo 4.3 con el modelo  $\phi^4$ . En ese caso, el dominio evoluciona sometido a pulsos alternos de 20 Hz. Conocida la dependencia funcional de la magnetización, se aplicó el formalismo de matrices de Jones anteriormente descrito para obtener la señal Kerr, suponiendo una muestra de Pt/Co/Pt. Así, en la figura 5.12 se muestra la señal Kerr a medir  $K(t)$  que se obtiene de los fotodetectores. Se especifica en la misma figura los parámetros utilizados. A esa señal, se eligió modularla con una función del tipo  $L(t) = 1 + \text{sign}(\sin[2\pi ft])$ , es decir, pulsos cuadrados con  $f = 10kHz$ . Esta es la frecuencia de modulación que se espera utilizar experimentalmente para el láser.



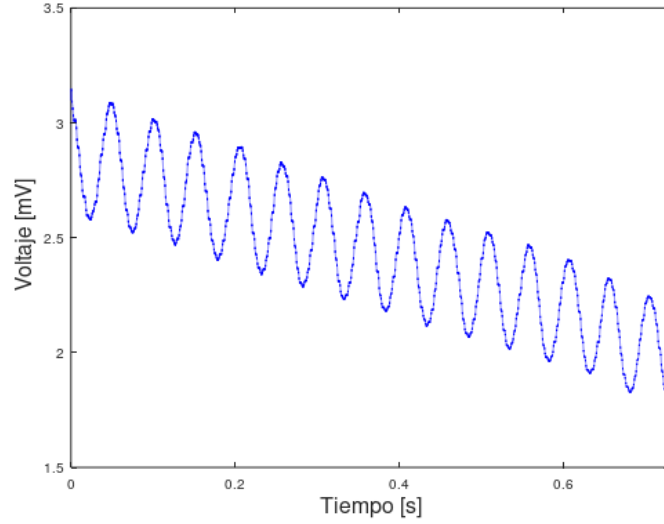


Figura 5.12: Señal Kerr  $K(t)$  obtenida de los fotodetectores, esperada para la evolución temporal de un dominio sometido a pulsos alternos de 20 Hz. Se consideró que  $CE = 1000$ ,  $\varepsilon = 0,005A/W$  y  $f_l = 0,01$ .

De esta manera, la señal que se consideró como entrada al Lock In es la función  $S(t) = K(t).L(t)$ . Sobre esta función es que se aplican las operaciones del Lock In. La referencia armónica creada por el Lock In será  $R(t) = \sin[2\pi ft]$ , pues el este genera una referencia con la frecuencia fundamental de la modulación  $L(t)$ . La señal modulada a 10 kHz se integra para obtener una señal proporcional a la de 20Hz. La señal de 10 kHz tiene un período de 0,1ms, por lo tanto es razonable integrar con un filtro de tiempo característico de unas 10 veces más largo. Por lo tanto, el tiempo de integración se elige del orden de 1ms, y como mínimo se toma en 0,5 ms. Para mantener la claridad, se muestra primero el caso de la detección de una señal sin ruido, a fin de mostrar el efecto del filtro sobre la señal. En la figura 5.13a se muestra la señal de salida del Lock In. Se utilizó un filtro de 24dB con un tiempo de integración de 0,5ms.

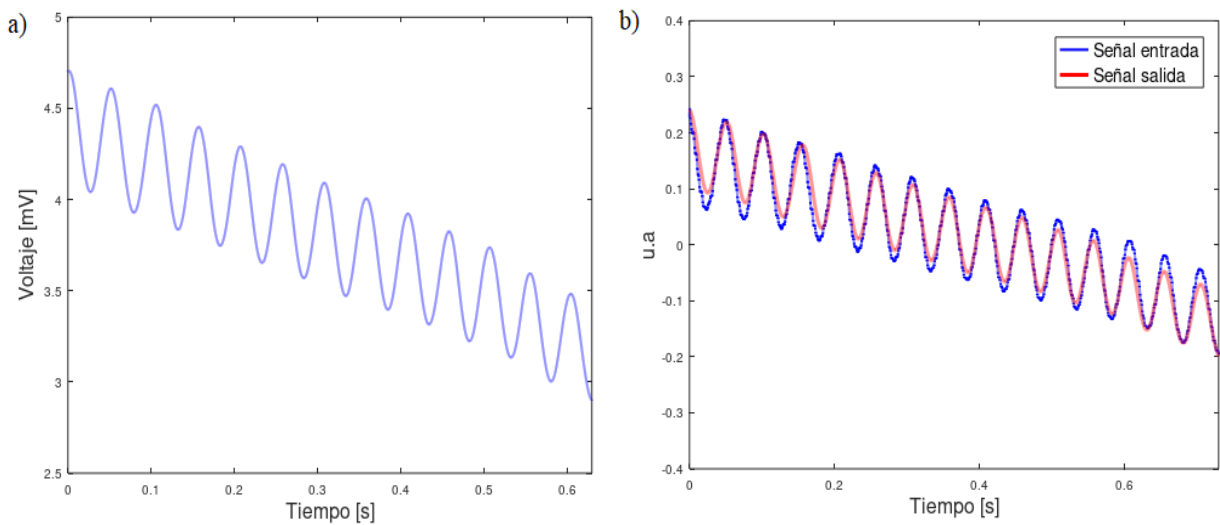


Figura 5.13: a) Señal de salida obtenida del Lock In, con la señal  $K(t)$  como entrada. Se aplicó un filtro de 24dB y  $\tau = 0,5ms$ . b) Señal de entrada  $K(t)$  y señal de salida. Se las compara tras haber normalizado las señales e igualar el offset.

Puede apreciarse que el Lock In recupera la señal de magnetización  $K(t)$  con muy buena fidelidad. Para comparar qué tan buena es la señal de salida respecto a la señal de magnetización, se graficó ambas señales juntas luego de normalizarla tal como se muestra en la figura 5.13b. Se calculó la desviación cuadrática media de la resta de señales, obteniendo  $\sigma^2 = 0,0075$ . Mientras más cercano a cero sea este valor, más parecidas son las señales. El decrecimiento de la magnetización puede aproximarse como lineal para un número bajo de pulsos, y puede verse que tanto la pendiente como la relación de altura entre picos se conserva. En particular, las pendientes difieren en menos del 2 %.

Por otro lado, se calculó también el espectro de potencia de las señales de entrada y salida del Lock In, como se muestra en la figura 5.14. Las señales tienen un pico de potencia en 20Hz, lo que es esperado pues es esa la frecuencia del campo sobre la muestra. Puede notarse un recorte en el contenido espectral de la señal de salida respecto a la de entrada. Parte de la información espectral de la señal de salida se ha perdido, lo que es esperable al aplicar el filtro. En el gráfico se señala también el módulo del filtro aplicado, para que se aprecie que frecuencias son las más recortadas.

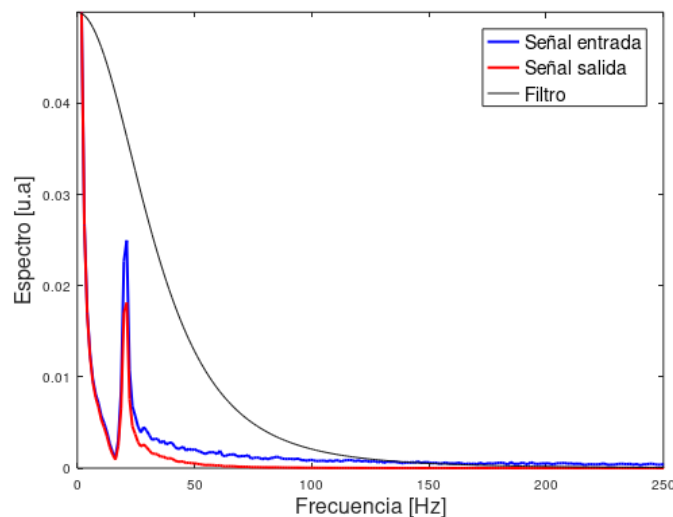


Figura 5.14: Espectro de potencia de las señales de salida y entrada al Lock In, para la evolución de un dominio ante pulsos de campo alterno.

Para el tiempo de integración utilizado, el filtro tiene una frecuencia de corte de 50Hz, por eso se atenúan todas las frecuencias superiores a dicho valor. Aumentar esta frecuencia requiere disminuir el tiempo de integración, pero esto no es posible para la modulación utilizada. Dado que se modula a 10 kHz, el periodo de la modulación es 0,1 ms, lo que marca el límite de tiempo de integración, pues típicamente este se toma 10 como veces el período de la modulación. Experimentalmente no se pretende trabajar por encima de los 10 kHz, pues la electrónica del sistema de detección está construida para trabajar a esa frecuencia. Por otro lado, disminuir la atenuación tiene el efecto de que las frecuencias por encima de la de corte no caigan tan abruptamente, por lo que utilizar menos atenuación puede ayudar a que no se recorten tanto las frecuencias, aunque el efecto no es significativo.

En el caso estudiado para la evolución del dominio, la pérdida de información debida al recorte en el espacio de frecuencias no afecta en rigor para entender la dinámica. Para ejemplificar un caso extremo en donde el efecto del filtro modifica significativamente la señal de salida respecto de la de entrada, supongamos que se quiere medir una señal a 20 Hz cuadrada, manteniendo los parámetros del filtro elegidos con anterioridad. En la figura 5.15a

se comparan las señales de entrada y salida para ese caso, y los espectros de potencia se grafican en la figura 5.15b.

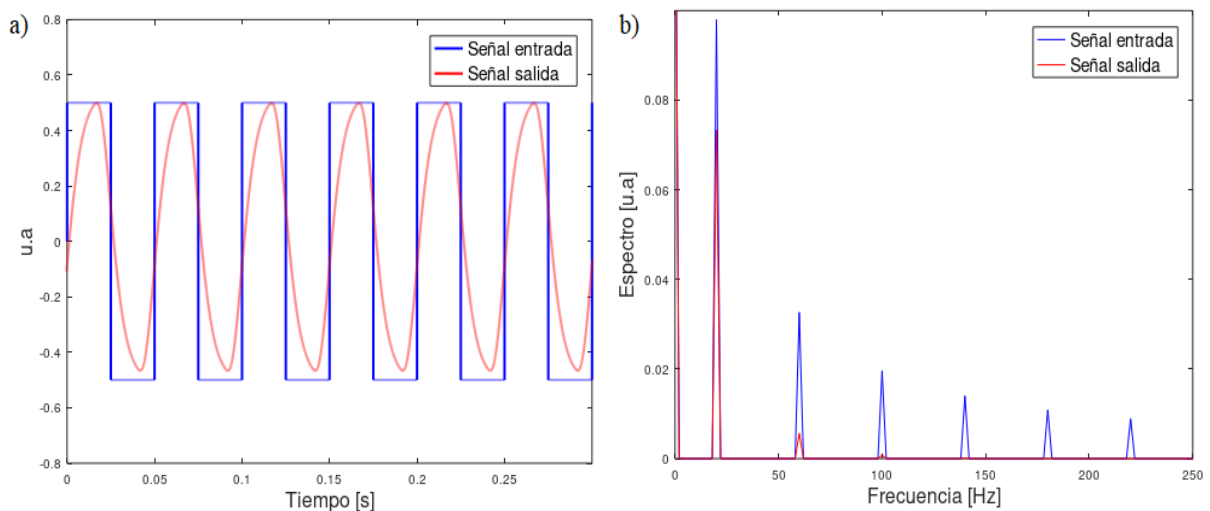


Figura 5.15: a) Comparación entre señal de entrada y señal de salida el Lock In, para una señal de entrada de pulsos cuadrados a 20 Hz. Se aplicó un filtro de 24dB y  $\tau = 0,5ms$ . b) Espectro de potencia de las señales de salida y entrada al Lock In, para el caso de una señal cuadrada como entrada.

En este caso, puede apreciarse una señal de salida distorsionada, debido a que el filtro atenúa las componentes espectrales de la señal con frecuencias mayores a 50Hz, y en consecuencia no llegan a apreciarse los pulsos sino más bien una señal triangular. Al aplicar el filtro, se pierden la mayoría de los armónicos impares de 20 Hz necesarios para conformar un pulso cuadrado, lo que se muestra claramente en los espectros de potencia. En este caso extremo, si bien se recupera la frecuencia de oscilación fundamental, nos estaríamos perdiendo buena parte de la dinámica de los pulsos.

Entendido el caso sin considerar el ruido, se modeló la señal adquirida con el Lock In en presencia del ruido electrónico. En la sección previa se caracterizó la relación señal ruido, de modo que es necesario entonces introducir un modelo adecuado para describir cómo es el ruido electrónico en el espacio temporal y de frecuencia. Se supondrá que el ruido presente en el sistema es un ruido blanco, es decir aquel con componentes espectrales uniformemente distribuidas en todo el espacio de frecuencias, y todas las componentes poseen igual potencia. Este tipo de ruido es aleatorio y es no correlativo, es decir que los valores de señal en dos tiempos diferentes no guardan correlación estadística.

Para modelar el ruido blanco, se generó entonces una secuencia de valores aleatoriamente distribuidos mediante una función  $\Phi(t)$ , de modo que para cada tiempo se sumó un valor aleatorio a la señal  $S(t)$ . Así, la señal que entra al Lock In resulta  $S'(t) = S(t) + \Phi(t)$ . Los valores que puede alcanzar  $\Phi(t)$  se eligieron para obtener una relación señal ruido menor a 3, de acuerdo a lo establecido en la sección anterior. En la figura 5.16a se muestra la señal de entrada al Lock In considerando un ruido blanco tal que la relación señal ruido es  $S/N = 1,5$ . Se usa  $CE = 1000$ ,  $\varepsilon = 0,005A/W$  y  $f_l = 0,01$ . En la figura 5.16b se muestra como es la señal final que se obtiene como salida del amplificador Lock In.

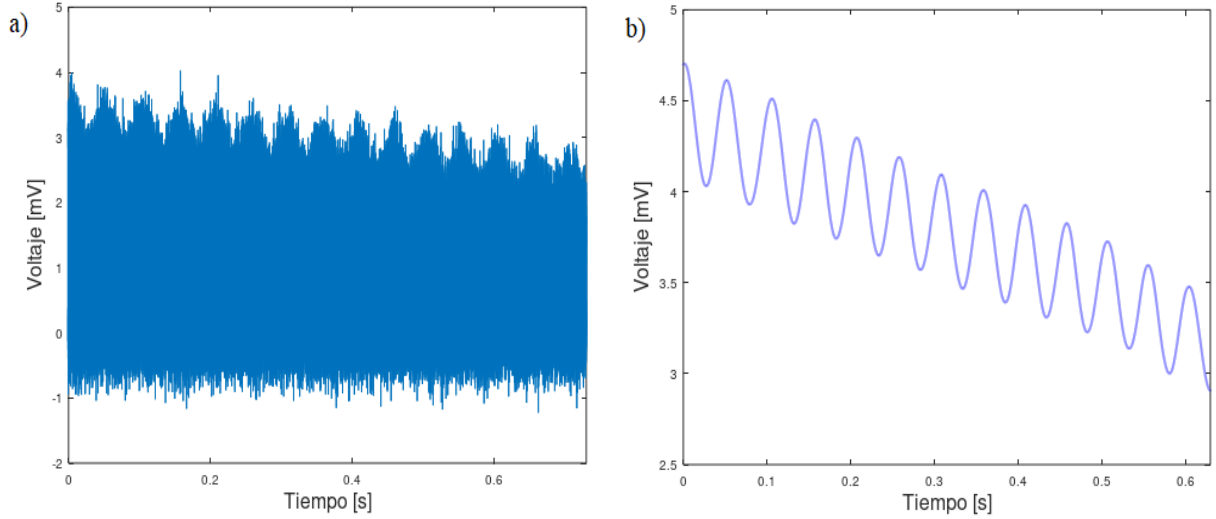


Figura 5.16: a) Señal Kerr  $K(t)$  superpuesta con ruido blanco de  $S/N = 1,5$  y modulada a 10kHz que ingresa al Lock In. b) Señal de salida del Lock In, con  $\tau = 0,5ms$  y 24 dB de atenuación.

Como puede apreciarse, el Lock In recupera la señal de magnetización aún en caso de una baja relación señal ruido, lo que es esperable. En la figura 5.17a se comparan la señal de magnetización  $K(t)$  con la señal de salida del Lock In. Se puede también comparar el espectro de las señales de entrada y de salida, lo que se muestra en la figura 5.17b.

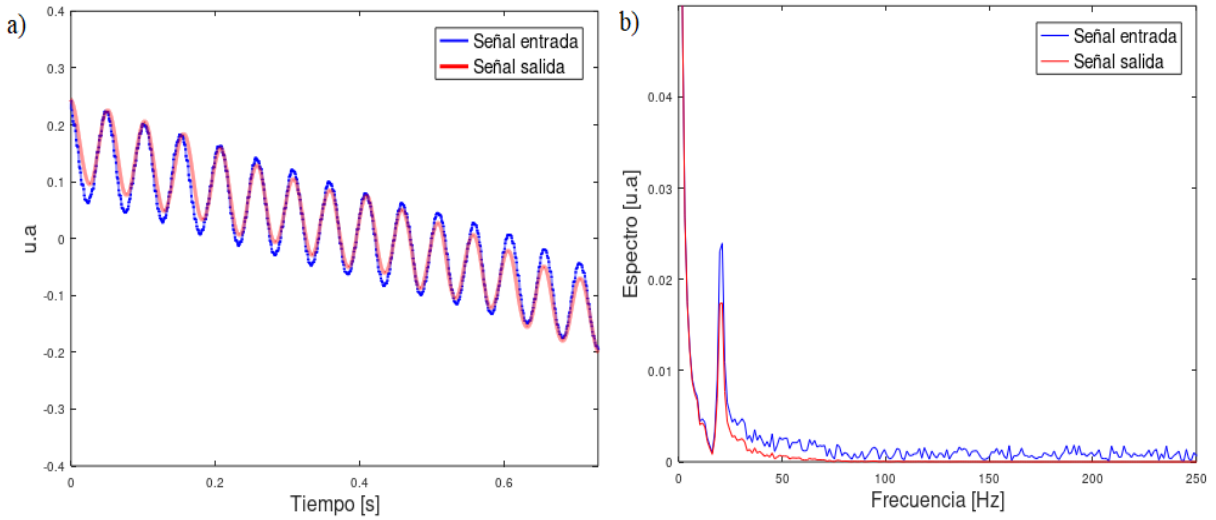


Figura 5.17: a) Comparación entre señal de entrada y señal de salida el Lock In, para una señal de magnetización  $K(t)$ , en presencia de ruido blanco con  $S/N = 1,5$ . b) Espectro de potencia de las señales de salida y entrada al Lock In.

La señal de salida coincide en excelente medida con la señal esperada, pudiendose recuperar la magnetización en función del tiempo. Se aprecia el decaimiento del área del dominio, y la pendiente con la que el área decae se recupera con menos del 3 % de diferencia que la señal original. La desviación cuadrática media de la diferencia de señales resultó  $\sigma^2 = 0,0096$ . En

el espectro de la señal ruidosa se aprecia como hay componentes distribuidas a lo largo de todo el espectro, lo que corresponde al ruido blanco, y las cuales son eliminadas una vez aplicado el filtro.

Para finalizar, se decidió estudiar qué sucede con un ruido basado en una deriva aleatoria. Este sería el caso por ejemplo si el sistema sufre fluctuaciones térmicas, a la cual los fotodiodos son muy sensibles. Para modelar este ruido, se utilizó una caminata aleatoria. Partiendo de una señal aleatoria  $\Phi(t)$ , cada punto  $X(t + \tau)$  del ruido se construyó como  $X(t + \tau) = X(t) + \Phi(\tau)$ . Así, la señal que llega al Lock In es  $S(t) + X(t)$  donde  $X(t)$  es una suma acumulativa de  $\Phi(t)$  hasta el tiempo de interés  $t$ . En la figura 5.18 se aprecia un ejemplo de cómo es la señal  $K(t)$  junto a un ruido modelado como deriva aleatoria, para una relación señal ruido  $S/N = 1,5$ , con  $CE = 1000$ ,  $\varepsilon = 0,005A/W$  y  $f_l = 0,01$ .

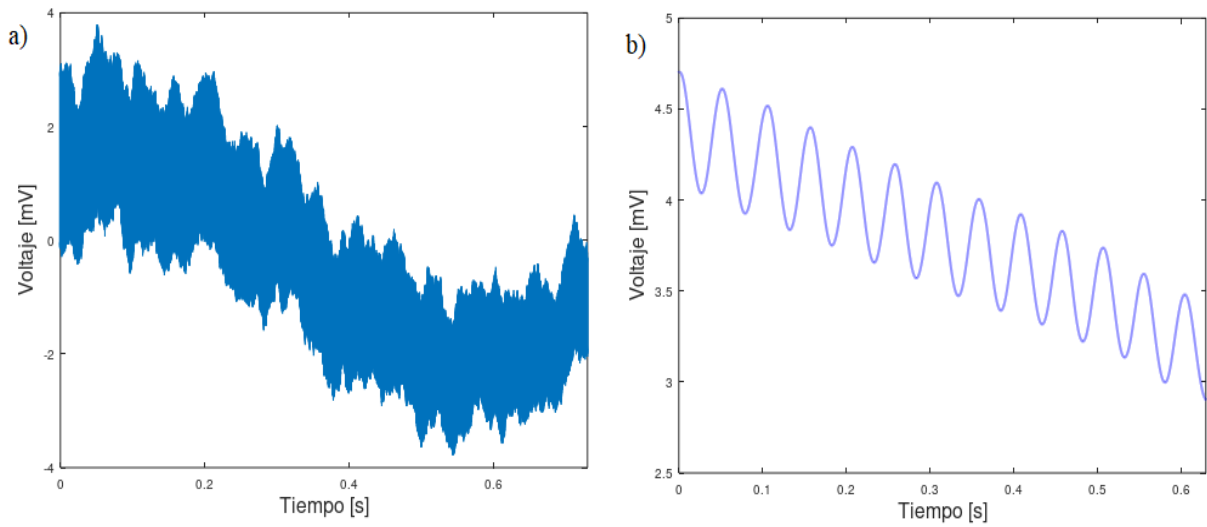


Figura 5.18: a) Señal de entrada al Lock In con  $S/N = 1,5$ , con un ruido que simula una deriva aleatoria. La señal a medir es la magnetización vs tiempo  $K(t)$ . b) Señal de salida del Lock In, con  $\tau = 0,5ms$  y 24 dB de atenuación.

En este caso, nuevamente la señal de magnetización puede recuperarse, aún cuando en el espacio temporal esta haya quedado solapada, y no puedan apreciarse ni las oscilaciones ni el decaimiento en la magnetización. La pendiente que da cuenta del decaimiento se recupera con un 3 % de diferencia respecto a la señal original. A nivel de contenido espectral, nuevamente este ruido tiene componentes en un amplio rango de frecuencias, pero que se eliminan al aplicar el filtro del Lock In. Se puede mencionar que tanto para el caso de ruido blanco, como en el caso de la deriva aleatoria, con el Lock In se puede recuperar la señal incluso para relaciones señal ruido mucho más bajas que las presentadas aquí.

Es importante señalar que todo el análisis presentado se hizo suponiendo una muestra de Pt/Co/Pt, pero por supuesto puede extenderse en forma análoga a otros tipos de muestras. En particular, dicha muestra es la que presenta una rotación Kerr más débil comparada a las otras muestras estudiadas en este trabajo, siendo este el motivo por lo que se decidió utilizarla para modelar la señal Kerr, pues es el caso más desfavorable a medir.

A lo largo de este capítulo pudo modelarse la señal Kerr que se obtiene de un experimento. Se estudió de forma exhaustiva si la linealidad de la señal de Kerr con la magnetización se mantiene si los elementos ópticos son no ideales, así como fue posible estimar un error

para la señal Kerr en un experimento realista. Se modeló la relación señal ruido en función de diferentes parámetros que intervienen en la misma, y conocido el valor de  $S/N$  pudo verificarse que con el Lock In es posible recuperar por ejemplo el decaimiento en el área de un dominio, aún para una baja relación señal ruido, sin pérdida significativa de información de la dinámica, al menos para los tiempos de integración y la atenuación utilizadas.

# Capítulo 6

## Desarrollo experimental del magnetómetro

En este capítulo se describe la construcción y diseño del magnetómetro láser y los primeros resultados obtenidos con esta técnica. El esquema del magnetómetro se muestra en la figura [6.15](#). Su desarrollo implicó la alineación del sistema óptico, el diseño y construcción de una fuente para modular el láser y de la electrónica del sistema de fotodetección balanceado. En una primera sección se detalla la construcción de una fuente de corriente, que servirá para modular el láser en corriente a 10kHz, necesario esto para adquirir mediante un amplificador Lock In. Luego, se comenta el diseño y construcción de un sistema de fotodetección balanceado, apto para la frecuencia de trabajo. Finalmente, se muestra el esquema final del magnetómetro junto a los primeros resultados obtenidos.

### 6.1. Construcción de fuente de corriente

Se busca obtener un láser modulado en corriente a 10 kHz. Para modular en corriente un diodo láser se debe tener en cuenta la corriente de umbral, o la corriente mínima con la cual el diodo emite luz láser. La corriente que se le entregue al diodo debe estar por encima de ese umbral para que el diodo emita, y por debajo del umbral si queremos que no haya emisión. La fuente de corriente que se construya debe poder entregar una señal que pueda ajustarse según el umbral del diodo. Además, debe tener en cuenta la frecuencia en que se quiere modular el láser. Por esto, se decidió construir una fuente de corriente controlada por voltaje, de modo de obtener una corriente proporcional al voltaje de referencia, el cual puede ser alterno.

#### 6.1.1. Principio de funcionamiento

En la figura [6.1](#) se muestra el esquema básico del circuito propuesto para la fuente de corriente que alimentará el láser. El circuito utiliza un amplificador operacional (Op Amp) como controlador para alimentar la carga, o salida del circuito. Cuando un voltaje es aplicado a la entrada del operacional, el voltaje de salida del Op Amp aumenta permitiendo el paso de corriente a través del transistor y hacia la carga. La resistencia de  $10\ \Omega$  se utiliza para prevenir fugas térmicas en el transistor [\[29\]](#). Se agregan también dos lazos de realimentación al Op Amp, conexiones a través de las resistencias  $R_3$  y  $R_4$ , que permiten mantener constantes el potencial entre los pines de alimentación del amplificador, según el voltaje de entrada. y con ello estabilizar la corriente entregada a la carga. Si bien puede variar de acuerdo al Op Amp

utilizado, este circuito responde bien para frecuencias de alimentación menores a los 100 kHz [28-29].

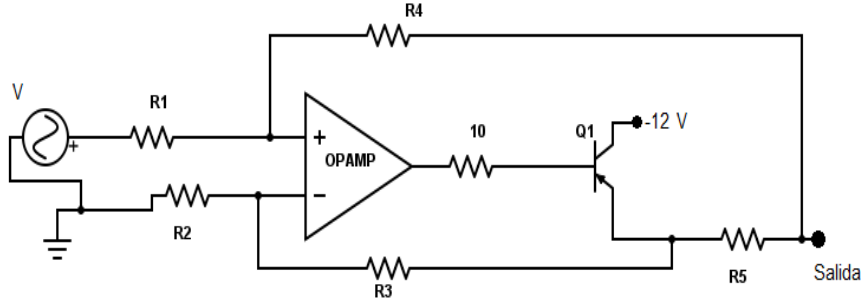


Figura 6.1: Esquema básico para una fuente de corriente controlada por voltaje.

Las resistencias a la entrada del amplificador  $R_1$  y  $R_2$ , junto a las resistencias en los lazos de realimentación  $R_3$  y  $R_4$  permiten ajustar la ganancia de la fuente y además deben elegirse de modo que cumplan las relaciones [30]

$$\begin{aligned} I &= -\frac{R_3}{R_1 R_5} \\ R_1 &= R_2 \\ R_3 &= R_4 + R_5, \end{aligned} \quad (6.1)$$

donde  $I$  es la corriente que entrega la fuente. La ganancia en corriente está limitada sólo por el transistor utilizado. Para corrientes mayores a 100 mA es necesario utilizar transistores de potencia media. Por otro lado, se prueba además que la fuente tendrá una impedancia de salida infinita (límite de fuente ideal) si se cumple

$$\frac{R_3}{R_1} = \frac{R_5 + R_4}{R_2}. \quad (6.2)$$

La resistencia  $R_5$  se conoce además como la resistencia de sensado, y en general se la suele fijar en  $1\Omega$ . Con este valor, se simplifican algunas expresiones, y tomando  $R_3, R_4 \gg R_5$  es fácil ver que la ecuación [6.2] es satisfecha por las ecuaciones [6.1]. De este modo, el sistema de ecuaciones de interés se reduce a la forma

$$\begin{aligned} I &= -\frac{R_3}{R_1} \\ R_1 &= R_2 \\ R_3 &= R_4. \end{aligned} \quad (6.3)$$

### 6.1.2. Diseño de la fuente

El amplificador operacional elegido fue un OP177 de Analog devices, que tiene la ventaja de ser de rápida respuesta y de bajo ruido [30]. Se utilizó también un transistor BD136, de potencia media. Dado que se busca alimentar un diodo láser que utiliza habitualmente 300 mA durante su uso, utilizando las ecuaciones [6.1] se pueden elegir las resistencias de modo de obtener 300mA a la salida, con un voltaje de entrada de 5V. Se consideró un voltaje de



entrada de 5V pues es el que utiliza por ejemplo el Arduino. Los valores finales de resistencias para el circuito son

$$\begin{aligned} R_1 &= R_2 = 16k\Omega \\ R_3 &= R_4 = 1k\Omega. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Utilizando el circuito de la figura 6.1 ya es posible alimentar el diodo láser. Sin embargo, este es un componente muy sensible a picos de tensión o de corriente, incluso a aquellos generados por descargas electrostáticas [31]. Por este motivo, a dicho circuito es necesario incorporar elementos de protección para mantener a salvo al láser. En la figura 6.2 se muestran tres configuraciones habituales para proteger al diodo láser.

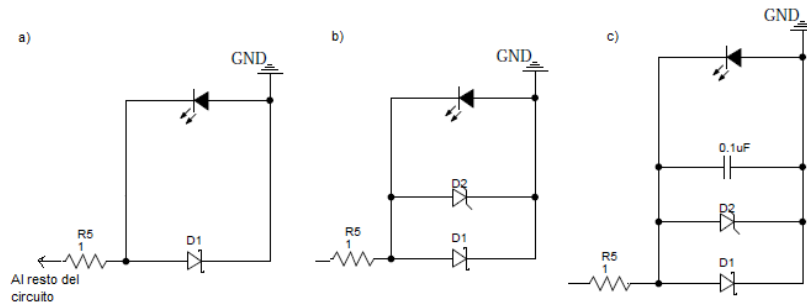


Figura 6.2: Esquemas posibles de protección para el láser. a) Protección con un diodo Zener con descarga a tierra. b) Protección con un diodo zener y un Schottky, ambos con descarga a tierra. c) Igual que en b) pero con el agregado de un capacitor cerámico a tierra.

Los diodos con descarga a tierra sirven para que en caso de que se exceda la tensión del diodo en directa la corriente se descargue a través del diodo y no a través del láser. El capacitor se agrega para suavizar las señales. En la figura 6.3 se muestra la respuesta transitoria del circuito, considerando los diferentes esquemas de protección. Estas respuestas se obtuvieron simulando el circuito mediante el software Partsim.

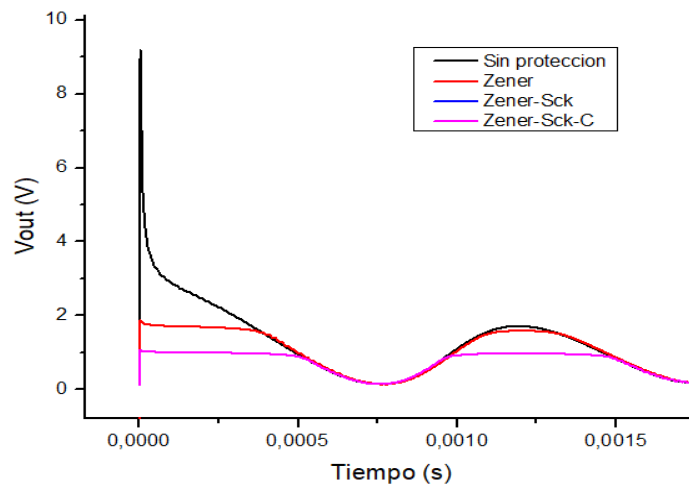


Figura 6.3: Respuesta transitoria de la fuente, con diferentes sistemas de proteccion para el laser

Se aprecia como el agregado de los diodos reduce fuertemente los posibles picos en las respuestas transitorias. En particular, el agregado del diodo del tipo Schottky, por su rápida conmutación, permite reducir fluctuaciones rápidas de tensión y suavizar aún más los picos de tensión. En base a estas simulaciones, se decidió colocar ambos diodos, junto al capacitor, a fin de evitar averías en el láser. Se tomó también el recaudo de poner un fusible antes del láser (un polyswitch de 0,5 A) a fin de cortocircuitar la rama de alimentación del láser ante un exceso de corriente. Otra medida de seguridad importante se tomó respecto al transistor, ya que por él se disipa mucha potencia. Por este motivo, se le colocó un disipador de calor al transistor. En el apéndice C se muestra la forma en que se eligió el disipador.

El diseño final del circuito puede verse en la figura 6.4. Como se pretende modular la corriente en el orden de los 10 kHz, se colocó una inductancia  $L_1$  en serie con  $R_5$ , a modo de obtener un filtro pasa-bajo con una frecuencia de corte por encima de los 100 kHz. Además, se colocaron capacitores cerámicos de  $0,1 \mu F$  en los pines de alimentación del Op Amp y con descarga a tierra para reducir el ruido.

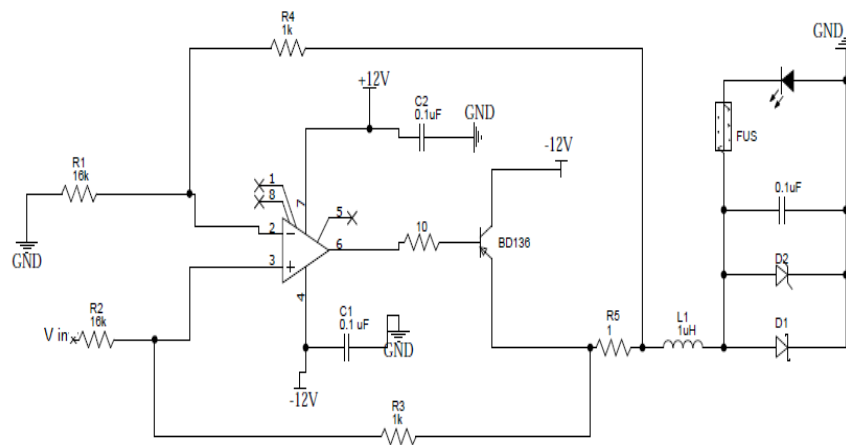


Figura 6.4: Circuito final de la fuente de corriente.

Por otro lado, una característica importante de la fuente es la respuesta en frecuencia que posee. En la figura 6.5 se muestra la respuesta en frecuencia del circuito, simulada utilizando Partsirn.

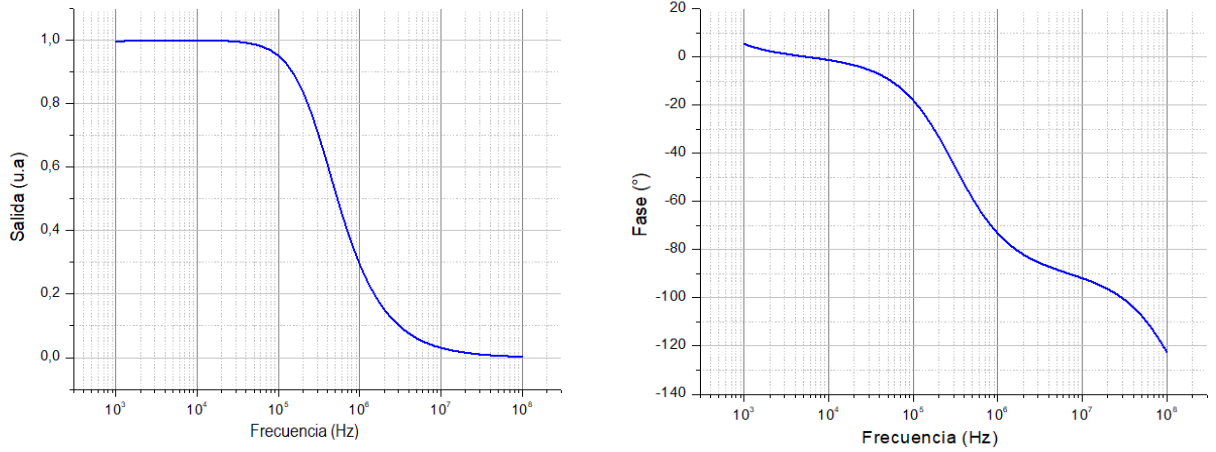


Figura 6.5: Respuesta en frecuencia de la fuente de corriente, obtenida a partir de simulaciones. Se muestra la amplitud y la fase de la señal de salida relativa a la entrada.

Se aprecia como la respuesta es consistente con la de un filtro RL pasa bajo. La frecuencia de corte está alrededor de los 100 kHz tal como se esperaba. Con esta fuente ha sido posible modular el láser correctamente, según las primeras pruebas realizadas.

## 6.2. Sistema de fotodetección

Como se desarrolló en capítulos previos, en la técnica de magnetometría láser se busca medir la intensidad del haz reflejado en la muestra, pues este es el que contiene la información sobre la magnetización. Si el haz reflejado se separa por polarización, la resta de la intensidad de ambos haces es proporcional a la magnetización de la muestra. Por esto, se busca fabricar dos fotodetectores para poder medir dichas intensidades. Estos deben poder funcionar bien a 10 kHz, que es la frecuencia de modulación del láser. Además, deben tener un rango lineal, al menos hasta los 5 mW que es el rango de intensidades que quiere utilizarse. Los fotodetectores estarán basados en el uso de fotodiodos.

### 6.2.1. Propiedades de los fotodiodos

Los fotodiodos son dispositivos que poseen una juntura p-n, similar a cualquier diodo convencional [32]. Sin embargo, estos emiten una corriente  $I_{PD}$  cuando son excitados con luz, la cual depende de la longitud de onda de la luz incidente. En la figura 6.6 se muestra esquemáticamente como son las curvas I-V de un fotodiodo, es decir como es la corriente que emite en función del voltaje aplicado, para distintos valores de potencia incidente [33].

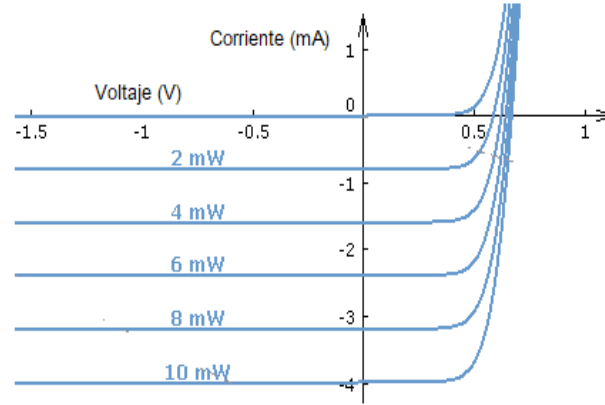


Figura 6.6: Curva I-V típica de un fotodiodo.

En el rango lineal, la respuesta del fotodiodo es proporcional a la intensidad óptica incidente. La corriente total emitida  $I_{out}$  se expresa como

$$I_{out} = I_{PD} + I_d \quad (6.5)$$

donde  $I_d$  es la corriente oscura del fotodiodo, la cual es una corriente generada incluso cuando el fotodiodo no está recibiendo luz, y se debe a la generación aleatoria de electrones y huecos en la juntura del del fotodiodo. Para entender cómo utilizar el fotodiodo, es conveniente estudiarlo a partir de un circuito equivalente. Esto se muestra en la figura 6.7. En este esquema, el diodo representa la juntura p-n. Una capacitancia de unión  $C_j$  y una resistancia de derivación  $R_{sh}$  se agregan para completar el modelo, junto a una resistancia en serie  $R_{se}$ .

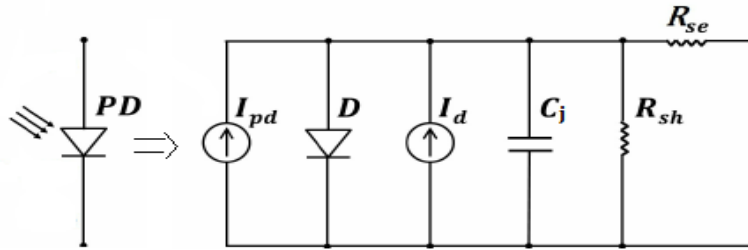


Figura 6.7: Circuito equivalente para modelar un fotodiodo.

La resistancia  $R_{sh}$  se asocia a la pendiente de la curva I-V del fotodiodo cerca del origen. Idealmente esta resistancia debería ser infinita, y mientras mayor sea, mejor es el desempeño del fotodiodo. Típicamente  $R_{sh}$  es superior a los  $10M\Omega$ . Por su parte, la resistancia  $R_{se}$  da cuenta de la resistancia en los contactos y en la juntura del fotodiodo. Un fotodiodo ideal debería tener una resistancia en serie nula. Esta resistancia afecta en la linealidad de la respuesta [33].

El otro elemento central para caracterizar a los fotodiodos es  $C_j$ . Los contornos en la unión p-n actúan como las placas de un capacitor, siendo la capacidad proporcional al área dopada en la juntura, e inversamente proporcional al ancho de la juntura.  $C_j$  se utiliza para determinar la velocidad de respuesta del fotodiodo. Se prueba que el tiempo de respuesta del fotodiodo es proporcional a  $C_j$  [33], por lo que disminuir dicha capacidad afecta el tiempo de respuesta del fotodiodo.

Por otro lado, para un correcto diseño es importante conocer las fuentes de ruido presentes en los fotodiodos. En estos sistemas, hay dos ruidos típicos que influyen en el diseño de los detectores, el ruido de disparo, o shot noise, y el ruido de Johnson, los cuales estarán siempre en todo sistema de fotodetección [33]. El primero, es debido a fluctuaciones estadísticas en la corriente generada. El shot noise  $I_{sn}$  se define como

$$I_{sn} = \sqrt{2qI_{out}\Delta f} \quad (6.6)$$

donde  $q$  es la carga del electrón, y  $\Delta f$  el ancho de banda de medición. Este ruido es el dominante si se aplica un voltaje externo al fotodiodo. Por su parte, el ruido de Johnson  $I_{Jn}$  es el ruido térmico. En este caso, para un fotodiodo está asociado a la resistencia  $R_{sh}$ , y se define de la forma

$$I_{Jn} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{sh}}} \quad (6.7)$$

$k_B$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura absoluta del sistema. Dado que en general  $R_{sh}$  es muy grande, este ruido no suele dominar, pero puede ser significativo si el fotodiodo se utiliza sin ningún voltaje externo sobre él. Es importante entonces discutir sobre las formas de utilizar el fotodiodo.

### 6.2.2. Modos de operación del fotodiodo

Los dos modos de operación más habituales son el modo fotoconductor y el modo fotovoltaico. La elección del modo depende de la velocidad necesaria y de la cantidad de corriente oscura tolerable. En el primer caso, al fotodiodo se le aplica un voltaje en reversa, mientras que en el segundo caso no se aplica voltaje alguno. La aplicación de un voltaje en reversa mejora notablemente la velocidad de respuesta y la linealidad en los fotodiodos. Esto es debido a que se incrementa el ancho de la juntura n-p, disminuyendo  $C_j$  y mejorando el tiempo de respuesta. La desventaja de este método es que la corriente oscura puede aumentar. Con respecto al modo fotovoltaico, este se utiliza para medir en casos donde no se requiera una respuesta rápida, pero sí un muy bajo nivel de ruido.

Por otro lado, la señal de salida fotodiodo puede medirse de dos maneras. El primer caso es referido a medir con una resistencia de carga directamente a la salida del fotodiodo. Si la resistencia tiende a cero, estaríamos sobre la recta vertical que pasa por cero en la figura 6.6, que idealmente da mayor sensibilidad. Sin embargo, a pesar de ser el método más simple, en la práctica es difícil de implementar, además que se obtiene un rango lineal pequeño y una pobre respuesta en frecuencia [33]. Por este motivo, se opta por utilizar un amplificador de transimpedancia (TIA), el cual convierte la corriente en un voltaje proporcional sin afectar la respuesta en frecuencia o linealidad del fotodiodo. Por como es el modo de funcionamiento, mantiene la sensibilidad al máximo. Un esquema de un TIA se muestra en la figura 6.8

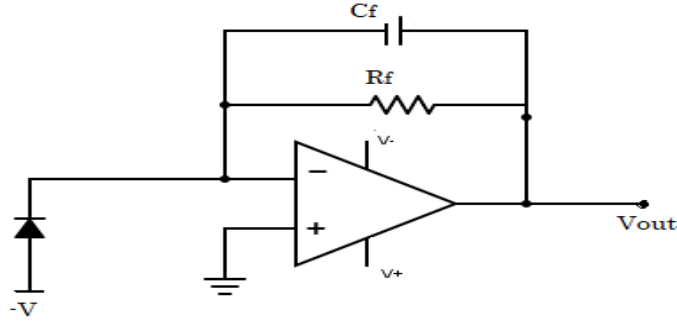


Figura 6.8: Esquema de un amplificador de transimpedancia aplicado a un fotodiodo. El fotodiodo se usa en modo fotoconductor, a menos que  $V = 0$ , que corresponde al caso fotovoltáico.

En la mayoría de aplicaciones, el voltaje de alimentación de los Op Amp suele ser el mismo que se le aplica al fotodiodo,  $V$ , aunque puede utilizarse uno igual o mayor que este último. La corriente generada por el fotodiodo es amplificada por el TIA y convertida en voltaje mediante la resistencia de transimpedancia  $R_f$ . Idealmente, toda la corriente pasa a través de  $R_f$ , de modo que la respuesta del circuito satisface

$$V = -I_{out}R_f \quad (6.8)$$

Sin embargo, en la práctica una fracción de la corriente se pierde en el amplificador, en corriente que fluye entre pines de entrada del amplificador operacional. En forma ideal, dicha corriente debe ser nula, y es importante elegir un Op Amp que tenga una corriente entre terminales lo más pequeña posible. Esto aumenta el rango dinámico y además mejora el desempeño global del detector. Para la mayoría de las aplicaciones basta usar la ecuación 6.8 para estimar la ganancia, que es simplemente  $R_f$ . En ese caso, se fija la ganancia según la corriente máxima esperada, y el voltaje máximo que se desea tener, de modo que

$$R_f = -\frac{V_{max} - V_{min}}{I_{out,max}} \quad (6.9)$$

Por otro lado, el capacitor  $C_f$  se agrega para estabilizar el circuito, pues en realidad la respuesta del TIA es sensible a tener una respuesta inestable, al ser un sistema de muchos polos. Se prueba que un TIA será estable si se cumple la relación [34]

$$GWB > \frac{C_i + C_f}{2\pi R_f C_f^2} \quad (6.10)$$

donde  $GWB$  es el ancho de banda de ganancia del Op Amp, o el rango de frecuencias donde puede sacarse ganancia del Op Amp, y  $C_i = C_s + C_d + C_m$ . En esta última expresión aparecen parámetros propios de cada Op Amp, que deben tenerse en cuenta,  $C_d$  es la capacidad diferencial de entrada, y  $C_m$  es la capacidad de modo común, mientras que  $C_s$  es la capacidad de la fuente que alimenta el amplificador. Estos parámetros son datos proporcionados por los fabricantes. Por otro lado, hay que destacar que  $C_f$  forma un filtro pasa bajo con  $R_f$ . De esta forma, se fija un ancho de banda de operación  $f_c$  adecuado para lo que uno desea medir, de acuerdo a la expresión

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_f C_f} \quad (6.11)$$

Finalmente, es necesario caracterizar el ruido total en el sistema de fotodetección. El ruido de disparo del fotodetector, dado por la ecuación 6.6, va a estar siempre presente. Por su parte, si bien el ruido térmico del fotodiodo es despreciable, se suma ahora el ruido térmico del TIA. Este ruido está dominado por  $R_f$ , siendo entonces el ruido térmico

$$I_{th} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_f}} \quad (6.12)$$

Nuevamente, se deduce de aquí que colocar una resistencia  $R_f$  grande no solo aumenta la ganancia sino que ayuda a disminuir el ruido. Concretamente  $R_f$  grande lleva a un aumento de la relación señal ruido del TIA [34]. Además, se debe considerar el ruido propio del láser,  $I_l$ . De esta forma, el ruido total  $I_T$  a considerar para el diseño de un sistema de fotodetección es típicamente

$$I_T = \sqrt{I_{th}^2 + I_{sn}^2 + I_l^2} \quad (6.13)$$

En general, el único ruido relevante es el ruido de disparo, pero puede reducirse llevando al mínimo el ancho de banda, por ejemplo a través de detección sincrónica. El ruido del láser sólo domina en casos de intensidades de salida muy bajas.

### 6.2.3. Diseño de los fotodetectores

Para el sistema de fotodetección se trabajó con dos detectores FDS100 de Thorlabs [35]. Estos detectores tienen un área de detección grande, junto a un tiempo de respuesta de 10 ns, por lo que son ideales para detección de rápidas variaciones en la intensidad. La corriente oscura en este fotodiodo no supera los 10 nA. El amplificador operacional elegido fue un OP177 de Analog Devices. Este amplificador cuenta con una corriente de pérdida entre pines por debajo de los 2 nA, lo que está por debajo de la corriente oscura del fotodiodo.

El Op Amp elegido, tiene además una ganancia de ancho de banda superior a los 0,6 MHz. Este dato es importante pues recordemos que fija la estabilidad del sistema. Haciendo uso de las ecuaciones (6.8-6.13) se diseñó un amplificador de transimpedancia de modo que se obtengan a lo sumo 10 V a la salida del amplificador, considerando como extremo una intensidad incidente de 5 mW. También se buscó mantener el ruido al mínimo, para lo cual se tuvieron en cuenta los ruidos descritos en el apartado anterior. Se decidió poner una resistencia  $R_f$  grande para mantener el ruido térmico al mínimo.

Para armar el sistema de fotodetección pueden construirse dos fotodiodos y medir la resta de señales por separado, o construirse un sistema de fotodetección las corrientes se resten directamente, y se mida la señal resta. Por simplicidad, se eligió trabajar primero con dos fotodetectores separados. En la figura 6.9 se muestra el esquema del circuito de los fotodetectores contruidos. La salida del circuito se recolectó con un ficha BNC, de modo que sea sencillo enviarla al Lock In u otro instrumento como un osciloscopio.

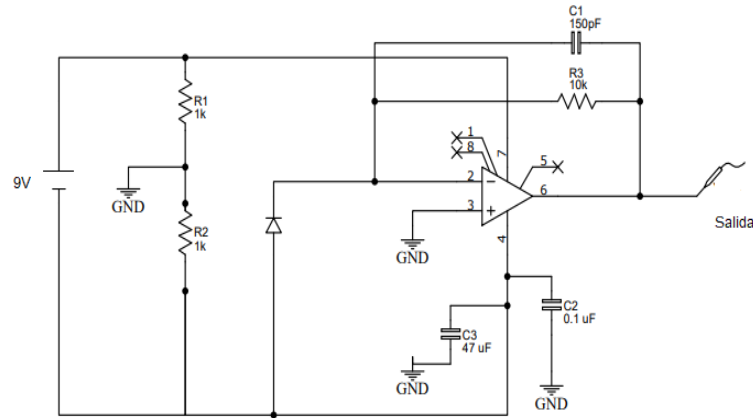


Figura 6.9: Circuito del fotodetector construido.

Se agregaron también dos capacitores, uno cerámico y otro electrolítico, antes de la alimentación del Op Amp y con descarga a tierra, lo cual es muy útil para reducir ruidos. Por otro lado, recordemos que el detector tiene un filtro RC, con la frecuencia de corte dada por la ecuación 20. Los valores de  $R_f$  y  $C_f$  se eligieron de modo que la frecuencia de corte esté por encima de los 100kHz. En la figura 6.10 se muestra la respuesta en frecuencia del detector, simulada en Partsim. Los resultados obtenidos coinciden con la respuesta en frecuencia esperada para el sistema.

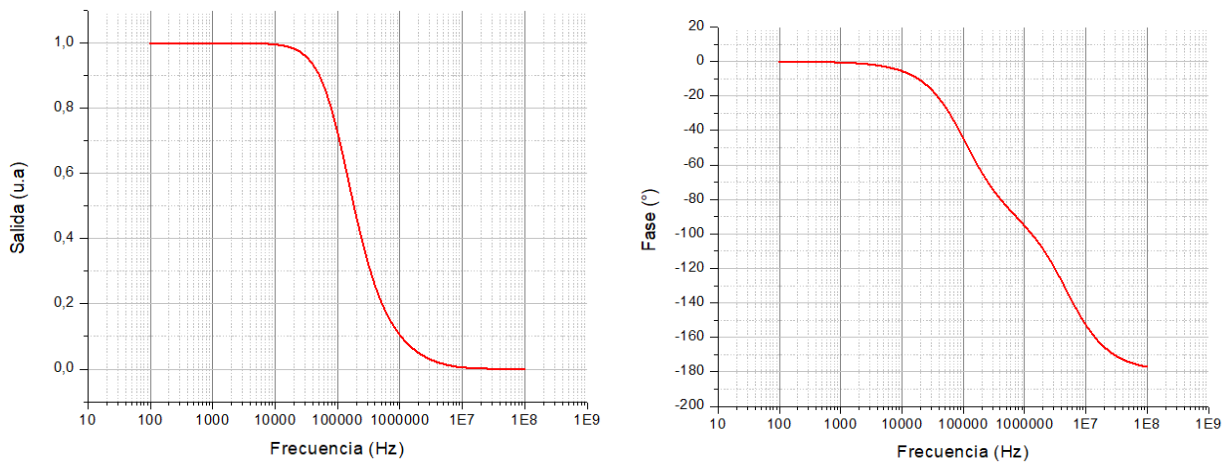


Figura 6.10: Respuesta en frecuencia del fotodetector, obtenida a partir de simulaciones. Se muestra la amplitud y la fase de la señal de salida relativa a la entrada.

Para realizar circuito de la figura 6.9 se decidió utilizar una placa PCB, realizando un circuito impreso sobre la misma. El diseño de las pistas se realizó mediante el software de la plataforma EasyEDA. En la figura 6.11 se muestra el diseño final del circuito, con las pistas y los componentes electrónicos señalados. Los componentes se soldaron sobre la placa, previamente impresas las pistas, y perforados los agujeros. Los detectores se fabricaron con éxito y funcionan correctamente.



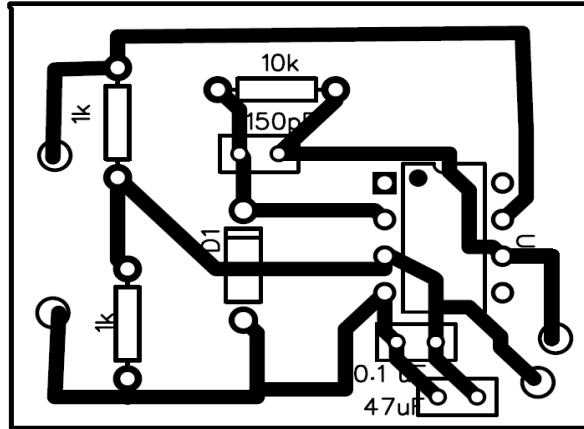


Figura 6.11: Placa PCB donde se montó el circuito del fotodetector. Las dimensiones de la placa son 30x40 mm.

Una característica relevante de los fotodiodos en su rango lineal, es decir el rango de intensidades en que la respuesta obtenida es lineal con la intensidad incidente. Para esto, se estudió la variación del voltaje de salida en función de la intensidad luminica incidente. La intensidad que llegaba al fotodetector se midió con un medidor de potencia óptica PM100D de Thorlabs. Las diferentes intensidades se lograron ajustando la potencia del láser. La señal del voltaje del láser se midió con un voltímetro VT890G. En la figura 6.12 se muestran los resultados obtenidos para el rango lineal del detector.

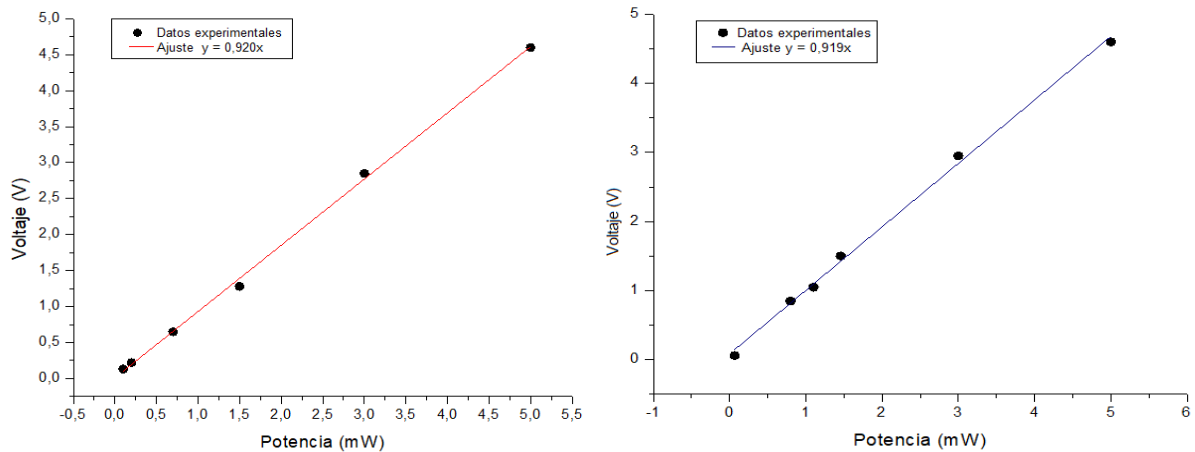


Figura 6.12: Rango lineal de cada uno de los detectores. Se muestran los datos experimentales, junto a un ajuste lineal. Ambas respuestas coinciden dentro del error experimental, lo que esperamos pues los detectores construidos son idénticos.

Se puede apreciar que los detectores poseen un rango lineal de 0 a los 5 mW, que es el rango que en que se piensa utilizar el láser. Ambas curvas de calibración son similares, coincidiendo dentro del error, lo que es esperable, pues los detectores construidos son idénticos. La sensibilidad obtenida para estos detectores es de 0,92 V/mW. Como error en el voltaje se consideró el error instrumental del voltímetro, pero por la escala no se alcanza a observar en el gráfico.

El sistema de los dos fotodetectores descrito cumplió los requisitos esperados, en cuanto a nivel de ruido, linealidad y respuesta en frecuencia. Sin embargo, al momento de armar el magnetómetro, no fue posible obtener una señal estable en el Lock In. Aún en ausencia de campo magnético, la señal resta de ambas intensidades no se mantuvo estable alrededor de un valor fijo, sino que se movía de forma aleatoria, con una aparente deriva. Esto puede deberse a diferencias de fase entre ambas señales, luego de pasar por todo el sistema óptico y electrónico. Se decidió entonces realizar un sistema de fotodetección balanceada. Las bases de este tipo de detector son exactamente las mismas que las usadas para construir los detectores individuales, y gran parte del diseño es el mismo que el comentado previamente. En la siguiente sección se detalla la construcción del detector balanceado.

#### 6.2.4. Sistema de fotodetección balanceada

Para realizar el fotodetector balanceado, se siguió un esquema de supresión electrónica a través de sustracción de señales. En este esquema, se restan las fotocorrientes directamente, y si el sistema óptico se prepara adecuadamente, a la salida solo se obtiene la señal deseada, y a lo sumo una fracción del ruido de disparo del fotodiodo [36].

Con esto en mente, se decidió armar un fotodetector, cuya salida es proporcional a la resta de las intensidades de los fotodiodos. El principio de operación del fotodetector es análogo al descrito en la sección anterior, utilizando también un TIA para obtener la señal de salida. Se agregaron también salidas individuales para monitorear la señal de ambos fotodiodos por separado, también a través del uso de TIA. En la figura 6.13 se muestra un esquema del circuito del fotodetector balanceado.

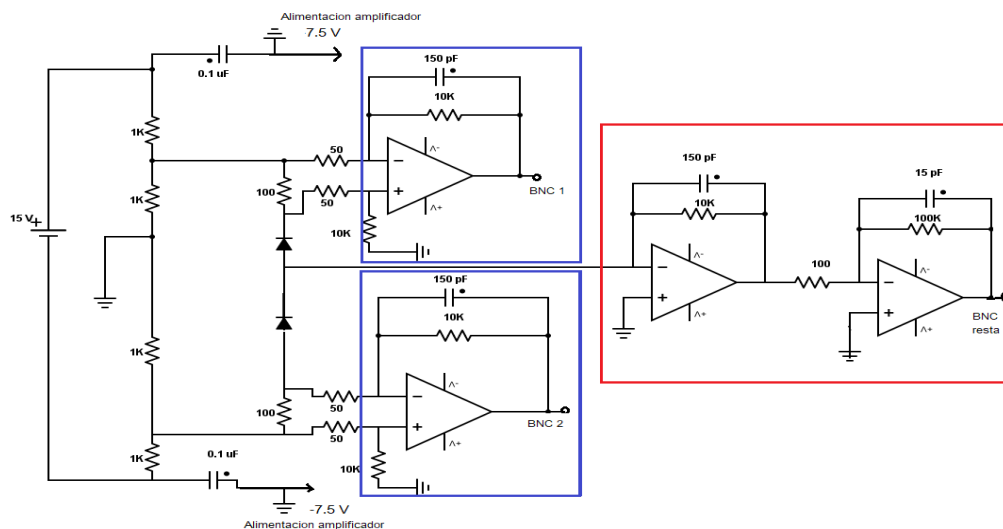


Figura 6.13: Esquema del circuito del fotodetector balanceado. En rojo y azul se señala la parte del circuito que recupera las señales de la resta de corrientes y de los fotodiodos individuales respectivamente.

La zona señalada en rojo en la figura 6.13 corresponde a los TIA que toman la señal proporcional a la resta de intensidades. Nótese el parecido con el circuito de la figura 6.8. En un primer TIA se recupera la señal resta de intensidades, mientras que el segundo TIA tiene la función de amplificar y filtrar nuevamente la señal. Esta segunda amplificación es conveniente por lo pequeño de la señal. En este tipo de casos es mejor utilizar dos TIA que uno solo que amplifique en muchas veces la señal [34].



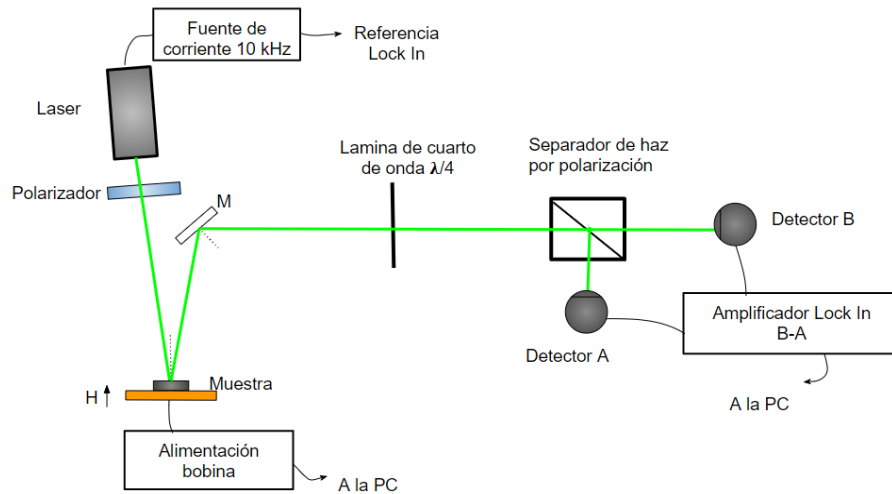


Figura 6.15: Esquema del magnetómetro láser construido. Se señala en recuadro el sistema de fotodetección. La fuente de corriente detallada en la sección previa alimenta al láser.

Por otro lado, para alimentar la bobina se utilizó un amplificador de corriente KEPCO. Este recibe una señal de voltaje y envía una corriente proporcional al voltaje. En la figura 6.16b se muestra un ejemplo de un pulso de tensión enviado al amplificador de corriente, y el pulso de corriente que circula por la bobina, medido a través de una resistencia de  $3,3 \Omega$  en serie. Con esto vemos la forma del pulso de campo que actúa sobre la muestra.

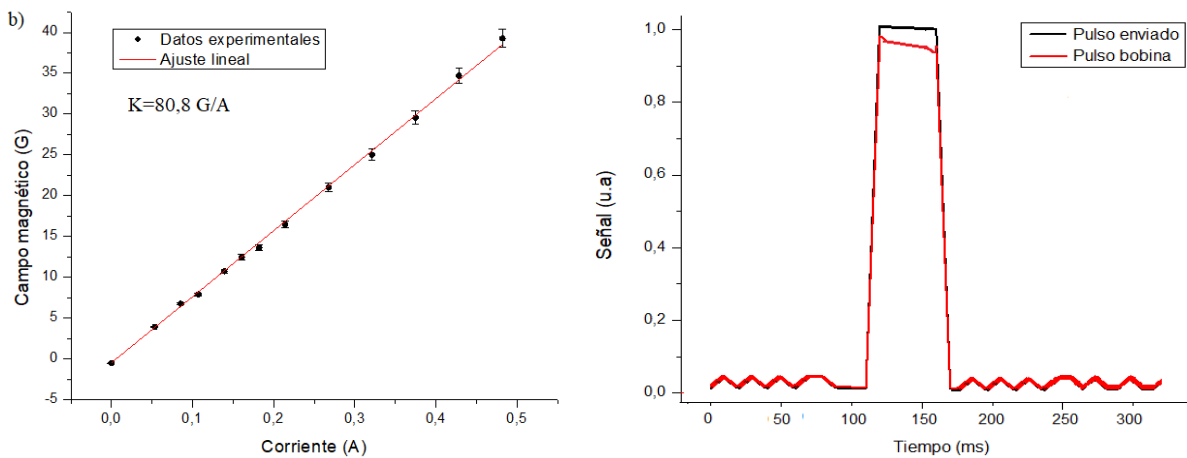


Figura 6.16: a) Calibración del campo magnético que genera la bobina. De la pendiente del ajuste se obtuvo  $K = 80,8 \text{ G/A}$ . El error en el campo magnético es el instrumental. b) Comparación del pulso de referencia enviado al amplificador de corriente y el pulso en la bobina.

Se realizó entonces una medición de la magnetización en la muestra en función del campo magnético. En la figura 6.17 se muestra un ciclo de magnetización obtenido mediante la técnica de magnetometría láser, para la muestra C.

Para las mediciones se implementó un programa en Matlab con el fin de automatizar el envío de los pulsos a la bobina y registrar la señal obtenida en el amplificador Lock In. El primer paso para realizar la medición consiste en balancear el puente óptico, y se eligió para ello la condición de campo magnético nulo. Luego, se aplicaron pulsos sucesivos, de 50 ms

de ancho, y de amplitud creciente hasta saturar la muestra. En la saturación la señal Kerr es máxima. Se realizó entonces un barrido en amplitud de campo, registrando para cada amplitud el valor de la señal Kerr. Esto se llegó a realizar dos veces y se muestra el promedio de las mediciones.

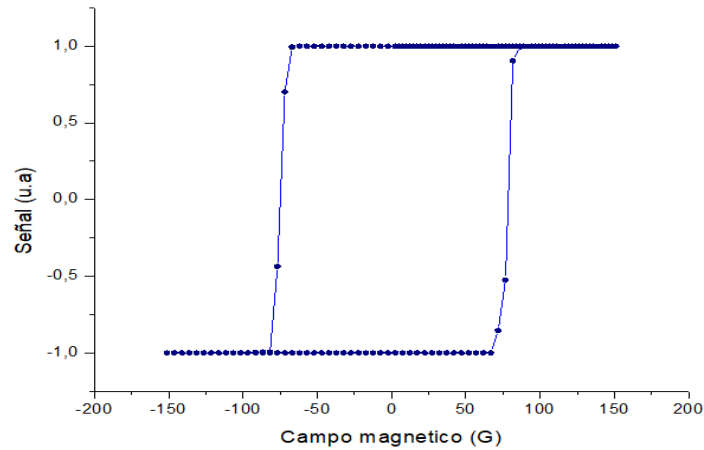


Figura 6.17: Magnetización en función del campo magnético para la muestra C. Se grafica el promedio de dos mediciones.

Los primeros resultados son satisfactorios y coinciden con datos previos obtenidos para dicha muestra por el grupo de investigación, mediante el método de magnetometría por imágenes MOI. Como trabajo futuro sería propicio aplicar la técnica desarrollada en este trabajo para estudiar la dinámica de los dominios ante pulsos de campo alterno. Otro aspecto importante que puede estudiarse es la integración del magnetómetro láser al magnetómetro por imágenes. Poder realizar mediciones con ambas técnicas en forma simultánea daría información sobre la dinámica de los dominios, tanto con resolución temporal como espacial.

# Capítulo 7

## Conclusiones

Con el objetivo de estudiar la evolución temporal de dominios magnéticos sometidos a campos magnéticos alternos, en esta tesis se diseñó y construyó un magnetómetro láser de efecto Kerr polar, considerando que se necesita una resolución temporal del orden de los ms. Tras una investigación previa, se decidió utilizar un método de detección balanceada, en donde la resta de intensidades proporcional a la magnetización bajo el área iluminada. La adquisición requiere el uso de amplificadores Lock In debido a la baja relación señal ruido típica en esta técnica.

En primer lugar, se estudiaron modelos para describir la evolución temporal en dominios magnéticos ante campos alternos, en sistemas donde predomina el desorden, a fin de modelar como es la señal de magnetización en función del tiempo que espera encontrarse. Se estudió en particular un modelo de Ising que da cuenta de la dependencia temporal. Sin incluir desorden, con este método fue posible recuperar resultados esperados en materiales ferromagnéticos, como la presencia de histéresis, así como que la magnetización sigue en fase al campo magnético, siendo proporcional a este. Ante un campo magnético alterno, la magnetización promedio oscila siguiendo al campo magnético.

Al estudiar la evolución de una pared de dominio incluyendo el desorden en el sistema, se vio que la magnetización crece en una dirección privilegiada. Esto último se asoció a las pequeñas fluctuaciones en el desorden, que favorecen una dirección de magnetización. Experimentalmente no está claro que esto deba suceder para una pared plana de dominio, pues el decrecimiento del área se ve en dominios circulares, siendo los efectos de forma a lo que se le atribuye el decrecimiento del área. De todas maneras, con este modelo puede ganarse una primera intuición de la forma funcional que tiene la magnetización en función del tiempo, para los sistemas de interés. La magnetización oscila con la frecuencia del campo, pero elige una dirección privilegiada, sin oscilar alrededor de un valor medio.

Dado que el modelo de Ising propuesto fue limitante a la hora de estudiar una geometría realista para los dominios, se tomaron resultados obtenidos a partir de una descripción alternativa basada en las ecuaciones de Guinzburg-Landau. Este modelo, basado en la teoría  $\phi^4$  para la energía, permite una descripción correcta para la dinámica de dominios. Los resultados obtenidos se utilizaron en simulaciones posteriores para describir la magnetización en función del tiempo que se obtendría del magnetómetro láser para un experimento de dinámica de dominios.

Por otro lado, a fin de modelar completamente la señal Kerr a medir, se calculó el valor de los coeficientes magneto ópticos responsables del efecto Kerr. Se trabajó con un formalismo de matrices de contorno y matrices de propagación, las cuales son universales y se aplican a cualquier medio. Con esta teoría fue posible calcular los coeficientes para sistemas multicapas

como los que interesan. Los coeficientes resultaron máximos para incidencia normal sobre la muestra, lo que se esperaba para una geometría Kerr polar. Estos coeficientes son además proporcionales a la magnetización.

Luego, se modeló la señal Kerr a obtener suponiendo conocida la dinámica de un dominio de los dominios ante campos alternos. Se verificó que la linealidad de la señal Kerr con la magnetización se mantiene aún si los elementos ópticos son no ideales, así como fue posible estimar un error para la señal Kerr en un experimento realista. Analizando los parámetros que intervienen en la señal Kerr, se ha encontrado que el mayor error en la señal es introducido por el polarizador, considerado este como no ideal, así como por la existencia de una diferencia de responsividades en los detectores. Sin embargo, la señal siempre se mantiene lineal con la magnetización, y se estimó una desviación de hasta un 7% para la señal Kerr respecto al caso ideal, para valores habituales de coeficiente de extinción.

Se calculó también la relación señal ruido  $S/N$  en función de diferentes parámetros que intervienen en la misma, y establecido un valor de  $S/N$  razonable para el experimento, se simuló las operaciones que realiza un amplificador Lock In. Se simuló que tan bien puede reconstruirse la respuesta de la magnetización a los pulsos alternos, encontrando que se puede recuperar el decaimiento en el área sin una pérdida significativa de información de la dinámica, al menos para los tiempos de integración y la atenuación utilizadas. Además, se verificó que con la técnica propuesta, puede recuperarse la señal aún en el caso de una baja relación señal ruido.

Finalmente, se armó el magnetómetro de forma experimental, construyendo para ello una fuente de corriente para modular el láser así como el sistema de fotodetección. Ambos equipos fueron diseñados para obtener una respuesta en frecuencia apta para trabajar a 10 kHz. Se logró medir un ciclo de histéresis, consistente con los datos experimentales previos. Si bien el trabajo experimental quedó detenido por la pandemia de Covid-19, se espera que con los avances hechos en este trabajo, el magnetómetro construido pueda utilizarse para estudiar la dinámica de dominios.

# Apéndice A

## Simulación con el modelo de Ising

### A.1. Métodos de Monte Carlo

Bajo el nombre de método de Monte Carlo se agrupa un conjunto de algoritmos que permiten generar números pseudoaleatorios  $X_i$  con una distribución específica  $f(X)$ . Estos algoritmos tienen gran cantidad de aplicaciones no solo en física estadística sino en cálculo de integrales. Entre estos algoritmos, el llamado algoritmo de Metrópolis crea una secuencia  $X_i$  ordenada en la que cada elemento  $X_n$  de la lista se genera a partir del anterior,  $X_{n-1}$ . Si se elige un elemento  $X_p$  de prueba, dicho punto pasará a ser parte de la secuencia aleatoria según el cociente

$$P = \frac{f(X_p)}{f(X_{n-1})} \quad (\text{A.1})$$

Si es  $P$  mayor que 1, entonces el punto de prueba se acepta, esto es,  $X_n = X_p$ . Por el contrario, si  $P$  es menor que 1, se acepta  $X_p$  con probabilidad  $P$ . Aceptar el nuevo estado con la probabilidad  $P$  implica generar un número aleatorio,  $\epsilon$ , distribuido uniformemente entre 0 y 1. Si  $\epsilon < P$ , aceptamos el punto de prueba  $X_n = X_p$ , y si sucede lo contrario, el nuevo punto de la secuencia es el mismo que anterior  $X_n = X_{n-1}$ . Una vez que tenemos el nuevo punto repetimos el procedimiento para encontrar el punto  $X_{n+1}$ . Esta es la manera en que se construye una secuencia de puntos representativos del sistema de estudio.

En mecánica estadística, en particular para estudiar el modelo de Ising, el método de Monte Carlo se usa para evaluar valores medios en algún ensamble, en general el ensamble canónico. La distribución de interés es entonces

$$f(X) = \frac{\exp(-\beta H(X))}{Z}, \quad (\text{A.2})$$

donde  $\beta = 1/k_B T$ , con  $k_B$  la constante de Boltzmann, y  $Z$  la función de partición del sistema. Esta última se incluye para que la normalización sea la adecuada, pero no aparece en los cálculos pues solo importa el cociente de las funciones.  $H$  es el hamiltoniano del sistema de interés. La probabilidad  $P$  para tener un nuevo estado resulta entonces

$$P = \exp(-\beta[H(X_p) - H(X_{n+1})]) \quad (\text{A.3})$$

De esta manera, se ve que el método de Monte Carlo acepta un estado de prueba si su energía es menor que la del estado anterior. Los estados con menor energía son siempre aceptados, mientras que por el contrario, estados que impliquen aumentos de energía se



aceptan solo con con una probabilidad  $r$  que depende del incremento de la misma y de la temperatura del sistema.

En los métodos de Monte Carlo se utilizan procesos de Markov como la forma para generar el conjunto de estados representativos del sistema. Un proceso de Markov es un mecanismo por el cual, dado un sistema en un estado A, se genera otro nuevo estado B del sistema. Esto se realiza de una forma aleatoria, no se generará el mismo nuevo estado cada vez que el estado inicial sea A. La probabilidad de generar un estado B dado A se llama probabilidad de transición de A a B. Las probabilidades de transición sólo pueden depender de los estados A y B, no de los estados anteriores por los que pasaron. Esto se le llama condición de balance detallado. La probabilidad de transición entre estados está dada por la ecuación [A.3](#). En una simulación de Monte Carlo, se utilizan repetidamente procesos de Markov, uno después del otro, para generar así una cadena de Markov.

## A.2. Consideraciones sobre el programa utilizado

El hamiltoniano del modelo de Ising que se quiere resolver es el expresado en la ecuación [2.2](#).

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - \sum_i H(t) S_i - \sum_i h_i S_i$$

Para realizar las simulaciones del modelo de Ising se realizó un programa en Octave/Matlab. Se genera inicialmente una red de espines de tamaño  $L_x \times L_y$ . Esta red puede ser generada al azar o no, y se representa como una matriz de  $L_x \times L_y$ . Se genera un estado A, a partir del cual se empieza a realizar la cadena de Markov. La forma de generar un nuevo estado a partir de A es invertir un espín de la red, elegido este al azar. En la figura [A.1](#) se esquematiza el algoritmo realizado en las simulaciones.

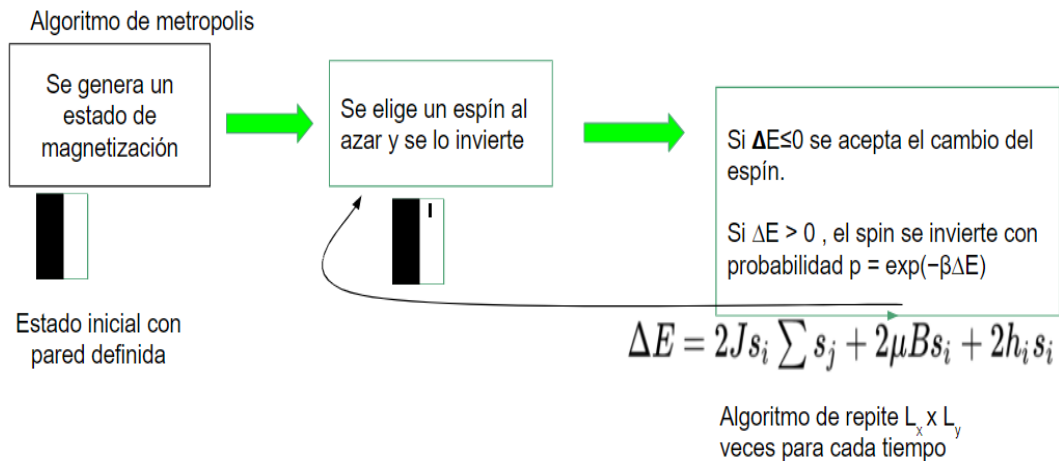


Figura A.1: Esquema del algoritmo de Metropolis utilizado en las simulaciones.

Una forma de optimizar el algoritmo es buscar una fórmula explícita para calcular el cambio de energía  $\Delta E$  y el cambio de magnetización  $\Delta m$  que resulta de invertir un spin al azar. Si cambiamos un spin  $s_i$  de la red, las variaciones de energía y magnetización resultan

$$\begin{aligned}\Delta E &= 2J s_i \sum s_j + 2\mu B s_i + 2h_i s_i \\ \Delta m &= -2 s_i.\end{aligned}\tag{A.4}$$

La suma es siempre a primeros vecinos. Esta manera de calcular la diferencia de energía entre estados es mucho mejor computacionalmente que calcular la energía para cada estado y restarlas. Con esta expresión se puede calcular fácilmente la probabilidad de transición, así como la evolución de la energía del sistema.

En general, en las simulaciones se realiza una termalización. Este es el proceso en el cual partiendo de una configuración aleatoria o no, se llega a una configuración de equilibrio mediante una serie de intentos de invertir espines a lo largo de la red. En equilibrio, las magnitudes que queremos medir, en particular la magnetización, alcanza un valor estable compatible con el ensamble canónico.

Es sabido que el modelo de Ising predice la magnetización espontánea por debajo de una temperatura crítica. En las simulaciones realizadas se trabaja solo a una única temperatura, siendo esta  $T = 0,6J/K_B$ , menor a la temperatura crítica predicha por el modelo [23]. Pero además, se parte de un estado ordenado, por lo que para termalizar el sistema y hallar un estado de equilibrio solo se necesita iterar un número de veces suficiente para que exista probabilidad de invertir todos los espines de la red al menos una vez. Por esto, para el algoritmo que se propone, solo se realizan  $L_x \times L_y$  iteraciones para termalizar el estado inicial [23]. Al variar el campo, para cada  $t$  fijo se realizan también  $L_x \times L_y$  iteraciones para hallar las variables de interés. Esto permite ahorrar tiempo a la hora de las simulaciones con un hamiltoniano dependiente del tiempo.

En cuanto a las unidades utilizadas en las simulaciones, los espines se tratan como números y solo pueden valer  $+1$  (up) o  $-1$  (down). Para los parámetros del Hamiltoniano,  $B$  y  $h_i$  se expresan en  $k_B T / \mu_B$ , con  $\mu_B$  el magnetón de Bohr, mientras que  $J$  es expresado en  $k_B / T$ . Como estas unidades son las mismas a lo largo de todo el trabajo, se omite la unidad por simplicidad.

# Apéndice B

## Cálculo de las matrices de Jones

En este apéndice se detalla el cálculo de los coeficientes para las matrices de Jones de los elementos ópticos del magnetómetro propuesto. En particular, interesa describir al separador de haz por polarización (PBS) y al espejo. La matriz de Jones para un espejo  $J_e$  se define como [11]

$$J_e = \begin{pmatrix} r_{se} & 0 \\ 0 & -r_{pe} \end{pmatrix}, \quad (\text{B.1})$$

donde  $r_{se}$  y  $r_{pe}$  son los coeficientes de Fresnel para la reflexión. En particular, consideramos que el espejo está hecho de plata, por lo que los coeficientes de la matriz serán los correspondientes a los de un haz reflejado en Ag e incidiendo desde el aire. Las expresiones usuales para estos coeficientes son [11]

$$\begin{aligned} r_{se} &= \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \\ r_{pe} &= \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t}, \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

con  $\theta_i$  el ángulo de incidencia y  $\theta_t$  el ángulo de transmisión dado por la ley de Snell.  $n_i$  son los índices de refracción de los medios presentes. Así, es sencillo calcular los coeficientes de reflexión para la plata. Se muestra en la figura B.1 el módulo de los coeficientes en función del ángulo de incidencia. Se utiliza  $n_{Ag} = 0,14 + 3,05i$  y  $n = 1$  para el aire.

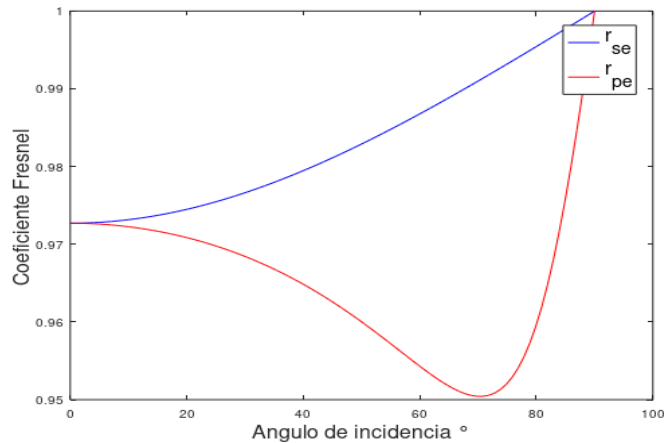


Figura B.1: Módulo de los coeficientes de Fresnel para la reflexión en una interfaz aire-plata.

De esta forma, la matriz de Jones para el espejo, considerando un ángulo de incidencia de  $45^\circ$  sobre el espejo, resulta

$$J_e = \begin{pmatrix} -0,88 + 0,42i & 0 \\ 0 & -(0,61 - 0,74i) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Por otro lado, necesitamos la matriz de Jones para el PBS. Pero este elemento óptico transmite polarización p y refleja la polarización s, por lo tanto vamos a usar dos matrices de Jones, una para cada polarización. Supongamos que analizamos la componente de luz que transmite el PBS. El efecto que tiene este elemento óptico sobre el haz es de eliminar la polarización s, así como modificar la componente p. Se asume por simplicidad, que el PBS elimina en su totalidad la componente s. El cambio en la componente p transmitida estará dado los coeficientes de Fresnel. Así, para la componente transmitida la matriz de Jones resulta

$$J_P = \begin{pmatrix} t_s & 0 \\ 0 & t_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

De la misma forma, para el haz reflejado, el PBS elimina la polarización p y luego refleja la polarización s, modificandose esta última a través de el coeficiente de Fresnel para la reflexión  $r_s$ . Las matrices de Jones resultan entonces

$$J_P = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & t_p \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

$$J_S = \begin{pmatrix} r_s & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Para calcular los coeficientes se puede hacer uso de los datos que proporciona el fabricante. En particular, interesa la serie PBS051- PBS251E de Thorlabs. Los datos que el fabricante brinda son los coeficientes de potencia transmitida, en función de la longitud de onda. Se asume incidencia normal sobre el PBS. En la figura [B.2](#) se muestran los datos que proporciona el fabricante [\[39\]](#).

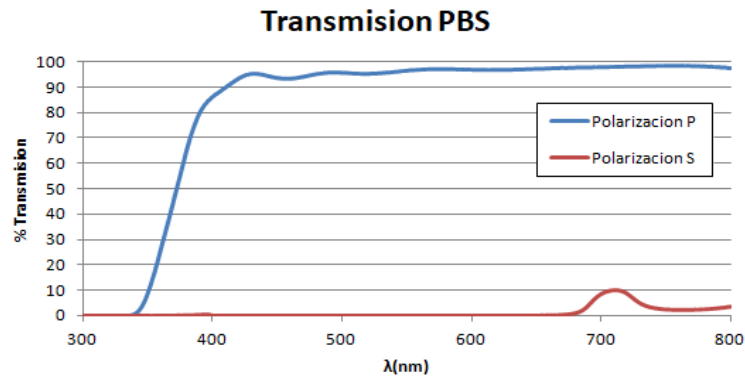


Figura B.2: Porcentaje de potencia transmitida en función de la longitud de onda para el PBS, con incidencia normal sobre este.

De los datos proporcionados, para  $\lambda = 532nm$  se tiene  $T_p = 0,9554$  y  $T_s = 0,0434$ . Para calcular los coeficientes de transmisión y reflexión de Fresnel, se puede hacer uso de las ecuaciones

$$\begin{aligned}
R &= |r|^2 \\
T &= \frac{n_2}{n_1} |t|^2.
\end{aligned}
\tag{B.6}$$

Se asume en lo anterior incidencia normal. El PBS está hecho de HZF3, material que tiene un índice de refracción  $n_2 = 1,18$ . Dado que el índice de refracción es real, la ecuación [B.7](#) puede usarse directamente para hallar los coeficientes de Fresnel. La otra ecuación necesaria para hallar los coeficientes de reflexión, es que dada la conservación de energía, la potencia transmitida y reflejada sobre la potencia incidente debe satisfacer

$$\begin{aligned}
T_s &= 1 - R_s \\
T_p &= 1 - R_p.
\end{aligned}
\tag{B.7}$$

Así, es fácil calcular los coeficientes de Fresnel, de modo que las matrices de Jones para el PBS satisfacen

$$\begin{aligned}
J_P &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0,901 \end{pmatrix} \\
J_S &= \begin{pmatrix} 0,977 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.
\end{aligned}
\tag{B.8}$$

# Apéndice C

## Elección del disipador de calor para la fuente de corriente

En este apéndice se muestra la forma en que se eligió el disipador para el transistor de la fuente de corriente. Los disipadores de calor son elementos complementarios para aumentar la evacuación de calor de un componente electrónico hacia el aire que lo rodea. Un cálculo estricto de los disipadores puede ser complejo, pero puede utilizarse una analogía entre circuitos de flujo de calor y circuitos eléctricos resistivos para obtener muy buenos resultados [37]. La analogía se esquematiza como en la siguiente figura

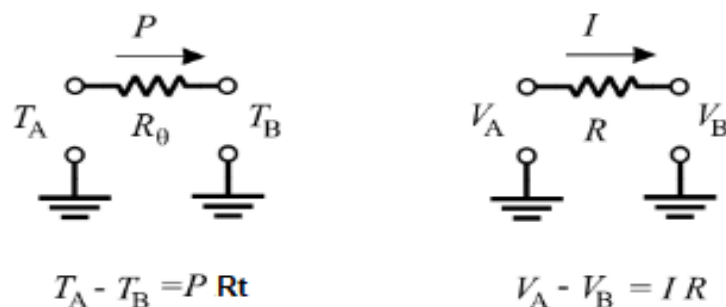


Figura C.1: Analogía entre un circuito eléctrico y un circuito de flujo de calor.

La diferencia de temperaturas se trata como si fuera la diferencia de potencial eléctrico, mientras que la potencia disipada es análoga a la corriente. La resistencia eléctrica tiene su reflejo en la resistencia térmica, la cual se mide en °C/W. Se formula entonces una ley de Ohm térmica para el elemento de interés, en este caso

$$T_j - T_a = P R_t \quad (C.1)$$

donde  $T_j$  es la temperatura máxima en la unión o juntura del semiconductor,  $T_a$  es la temperatura ambiente (25 C),  $P$  la potencia que consume el dispositivo y  $R_t$  la resistencia térmica entre la unión y el ambiente. Para decidir si se necesita o no un disipador, se puede utilizar el siguiente criterio para una temperatura de juntura esperada  $T_{je}$

$$T_j > P R_t + T_a = T_{je} \quad (C.2)$$

En el caso que se cumpla la desigualdad C.2 entonces es necesario el uso de un disipador. En nuestro circuito, la potencia estimada se coloca en 2W, la resistencia  $R_t$  es de 100 C/W

para el transistor, de acuerdo al fabricante, y  $T_j$  es de 150 C [38]. Por lo tanto, es fácil ver que el componente necesitará un disipador.

Para elegir el disipador, hay que realizar un modelo del sistema en estudio. En la figura C.2 se muestra un esquema de la situación y el modelo equivalente en resistencias térmicas.

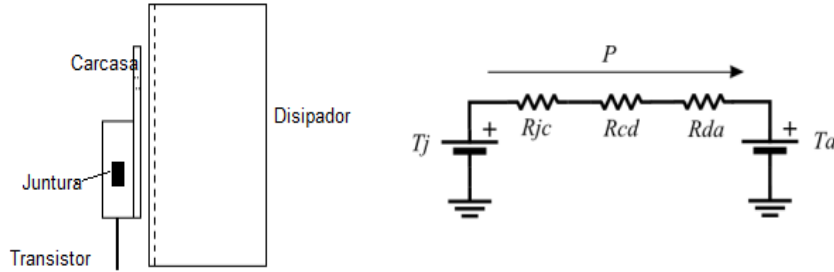


Figura C.2: Analogía entre un circuito eléctrico y un circuito de flujo de calor.

En el circuito de la figura C.2,  $R_{jc}$  es la resistencia entre la juntura y la carcasa del dispositivo,  $R_{cd}$  la resistencia entre la carcasa y el disipador y por último  $R_{da}$  la resistencia entre el disipador y el ambiente. Estas resistencias cumplen la relación

$$R_t = R_{jc} + R_{cd} + R_{da} \quad (C.3)$$

De esta forma, usando las ecuaciones C.1 y C.3 puede hallarse la resistencia entre el disipador y el ambiente en términos de los parámetros del transistor.

$$R_{da} = \frac{T_j - T_a}{P} - R_{jc} - R_{cd} \quad (C.4)$$

Para elegir el disipador se fija una temperatura de juntura menor a la máxima, y se calcula la  $R_{da}$  necesaria para mantener el sistema a dicha temperatura. Lo ideal es elegir una resistencia térmica menor a la calculada para no exceder nunca la temperatura de elección. Los parámetros  $R_{cd}$  y  $R_{jc}$  se obtienen de la hoja de datos del transistor. En este caso,  $R_{cd} = 0,8C/W$  y  $R_{jc} = 100C/W$  [38]. Para una temperatura de trabajo de 100 C, y a 2 W de potencia se tiene, usando la ecuación C.4

$$R_{da} = 26,1C/W \quad (C.5)$$

Así, eligiendo un disipador con  $R_{da}$  menor a 26,1 C/W se puede mantener el circuito estable. En este caso, se eligió un disipador comercial estándar de aluminio de 25 C/W.

# Bibliografía

- [1] A. Hubert, R. Schafer, Magnetic Domains, Springer Verlag Ed. (2009).
- [2] N. McGee, The Magneto-Optical Kerr Effect: Theory, Measurement and Application, Master Eindhoven University of Technology.
- [3] A. Allwood, Magneto-optical Kerr effect analysis of magnetic nanostructures, Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003)
- [4] W. B. Zeper. Magneto-optical recording media based on Co Pt multilayers. Doctoral thesis, Universiteit Twente, The Netherlands (1991).
- [5] T. Giamarchi, Disordered elastic media , in: Meyers R. (eds) Encyclopedia of Complexity and Systems Science. Springer, New York, NY ,(2009).
- [6] Review: J. Ferré et al., “Universal magnetic domain wall dynamics in the presence of weak disorder”, C. R. Physique 14, 651 (2013) y sus referencias.
- [7] P. J. Metaxas et al., “Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy” Phys. Rev. Lett. 99, 217208 (2007); V. Jeudy et al., “Universal Pinning Energy Barrier for Driven Domain Walls in Thin Ferromagnetic Films” Phys. Rev. Lett. 117, 057201 (2016).
- [8] N. B. Caballero et al., “Magnetic domain wall creep and depinning: A scalar field model approach” Phys. Rev. E 97, 062122 (2018)
- [9] A. Barman, Review of Scientific Instruments 79, 123905 (2008); doi: 10.1063/1.3053353
- [10] P. Domenichini, et al, “Transient magnetic domain wall AC dynamics by means of MOKE microscopy”. <http://arxiv.org/abs/1903.03006>
- [11] L. Landau, E. Lifshitz, Vol. 8 Course of theoretical physics , Electrodynamics of Continuous Media (1963)
- [12] Jaroslav Hamrle. Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers. Condensed Matter [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003.
- [13] J. Zak, et.al, Universal Approach to magneto optics, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 89 (1990) 107-123
- [14] M. Cormier, High resolution polar Kerr magnetometer for nanomagnetism and nanos-pintronic, 79, 033706 (2008); doi: 10.1063/1.2890839



- [15] P. Kasiraj, Magnetic domain imaging with scanning Kerr effect microscope, IEEE Transactions on magnetics, VOL. MAG-22, NO. 5, 1986
- [16] I. J. McDonald, Development of a Unique Surface Magneto-Optical Kerr Effect Magnetometer to Correlate Magnetism and Structure in Fe-Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> Thin Film Bilayers, Drexel University (2012)
- [17] C. C. Robinson, J. Opt. Soc. Am., 54, 12204224 (1964).
- [18] C. P. Quinteros, S. Bustingorry, J. Curiale, and M. Granada, Appl. Phys. Lett. 112, 262402 (2018).
- [19] J.-C. Rojas-Sánchez, P. Laczkowski, J. Sampaio, S. Collin, K. Bouzehouane, N. Reyren, H. Jaffrès, A. Mougin, and J.-M. George, Appl. Phys. Lett. 108, 082406 (2016).
- [20] J. Brock, A comparison of Dzyaloshinskii-Moriya interaction measurement techniques in Pt/Co/Ir thin films. IEEE Magnetism Society Summer School 2018, Student-led Project Competition.
- [21] W. Werner, et.al. Optical constants and inelastic electron-scattering data for 17 elemental metals, J. Phys Chem Ref. Data 38, 1013-1092 (2009)
- [22] R. Atkinson, Fundamental optical and magneto-optical constants of Co/Pt and CoNi/Pt multilayered films, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 162 (1996) 131-138
- [23] Zhou, N. J. and Zheng, Nonsteady dynamic properties of a domain wall for the creep state under an alternating driving field B. PhysRevE.90.012104, (2014).
- [24] Lo, W. S, et.al, Ising model in a time-dependent magnetic field, PhysRevA.42.7471, (1990).
- [25] V.L. Ginzburg and L.D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20, 1064 (1950).
- [26] P. Domenechini, F. Paris, M. Granada, J.-M. George, M. G. Capeluto, G. Pasquini and A. B. Kolton, Curvature-driven AC-assisted creep dynamics of magnetic domain walls, Preprint (2020).
- [27] S. Pathak, Polar magneto-optical Kerr effect instrument for 1-dimensional magnetic nanostructures, J. Appl. Phys. 115, 043906 (2014); <https://doi.org/10.1063/1.4862908>
- [28] A. T. Hristov, et.al Rev. Sci. Instrum. 89, 103901 (2018)
- [29] Analog Devices, Application note, APN 968, (2008)
- [30] Analog Devices, Ultraprecision Operational Amplifier OP177 Datasheet (2002)
- [31] J. Weinlein, Electrostatic Discharge (ESD) Protection for a Laser Diode Ignited Actuator, SAND2003-2100 (2003)
- [32] Hamamatsu Application Note, Si Photodiodes
- [33] OSI Optoelectronics, Photodiode Characteristics and Applications (2009)
- [34] Texas Instruments, Application Report SNOA942A–November 2015

- [35] Thorlabs FDS100 Specifications sheet, 0637-S01, Rev M 2017
- [36] P. Hobbs, Ultrasensitive laser measurements without tears, 1 Vol. 36, No. 4 Applied Optics. (1997)
- [37] Thermal Design of Electronic Equipment – Ralph Remsburg – ISBN-10: 0849300827, ISBN-13: 978-0849300820
- [38] BD136; BD138; BD140 PNP power transistors, Product specification, Philips Semiconductors (1999)
- [39] Product Raw Data, Polarizing Beamsplitter Cube, AR-Coating: 420 - 680 nm, Thorlabs.