



Universidad de Valladolid

Facultad de Ciencias

TRABAJO FIN DE GRADO

Grado en Física

**Desacomodación magnética:
Diseño de un sistema para su medida.**

Autor: Adrián Gutiérrez González

Tutor/es: José María Muñoz Muñoz

Pablo Hernández Gómez

Índice

1. Introducción	3
2. Investigación Bibliográfica.	5
2.1. Magnetismo Intrínseco.	5
2.2. Dinámica Intrínseca.	7
2.3. Ferromagnetismo y ferrimagnetismo.	7
2.4. Fenómenos emergentes.	10
3. Simulación.	21
4. Técnicas de medida.	26
5. Dispositivo experimental.	30
6. Discusión de los resultados.	41
7. Conclusiones	42
Anexos	49
A. Unidades del magnetismo en la materia.	49
B. Inducción mutua.	50
C. Programa Simulación.	51

Resumen

Las medidas de la desacomodación magnética en muestras ferromagnéticas y ferritas son una buena fuente de información sobre su microestructura y dinámica de magnetización. A su vez, comprender este fenómeno es fundamental en ciertas industrias para poder asegurar la estabilidad de las propiedades y reproducibilidad de sus productos. Por ello, se ha desarrollado un sistema de medida automático para la desacomodación magnética utilizando un puente de impedancias autobalanceado. Junto a ello, se ha llevado a cabo una revisión teórica de este fenómeno y los mecanismos que lo producen, así como un programa que lo simula.

Abstract

Magnetic disaccommodation measurements in ferromagnetic materials and ferrites provide abundant information related to microstructure and magnetization dynamics. Likewise, investigating this process is crucial assuring reproducibility and stability of the products in some industries. Thus an automatic disaccommodation measuring system has been developed using an autobalanced impedance bridge. Furthermore, a theoretical review has been carried out besides a simulation programme which reinforce phenomenon comprehension.

1. Introducción

Los materiales magnéticos han sido y siguen siendo ampliamente utilizados en la industria, la investigación y en nuestro día a día: forman parte esencial de transformadores, motores y generadores eléctricos, de unidades informáticas de disco duro (poco a poco reemplazadas por las unidades de estado sólido) y su papel es fundamental en el control de haces en los aceleradores de partículas y el desarrollo de los reactores de fusión nuclear por confinamiento magnético, etc. Por otro lado, el estudio de las propiedades magnéticas de los materiales ha llevado al desarrollo de técnicas como la Imagen por Resonancia Magnética, muy utilizada en medicina, o la Resonancia de espín y, en definitiva, a un mayor entendimiento del comportamiento de la materia. Sin embargo, los procesos de imanación son muy complejos, operan a diversas escalas, a las que aparecen diferentes fenómenos emergentes como la formación de dominios magnéticos, la remanencia o la coercitividad. La diversidad de los mecanismos que se deben tener en cuenta a la hora de modelar este fenómeno de forma precisa hace que su estudio sea una ardua tarea y, a día de hoy, no muchos grupos se adentren en su investigación.

Para empezar a comprender la dinámica de magnetización debemos entender, en primer lugar, la dinámica de las paredes de Bloch, que separan los dominios homogéneamente magnetizados en los materiales magnéticos ordenados. De la interacción de estas paredes con los defectos del material derivan fenómenos como la viscosidad magnética, la histéresis o la desacomodación magnética. Durante este trabajo nos centraremos en este último, la desacomodación magnética, el estudio de los mecanismos que lo producen y el diseño y construcción de un sistema para su medida.

La desacomodación magnética es un proceso originado por la interacción de las paredes de dominio con las impurezas móviles del material que difunden hacia zonas cercanas a las paredes de Bloch, más favorables energéticamente, alcanzando ambos una nueva posición de equilibrio. Este tipo de fenómenos viscosos, como la viscosidad magnética, ya habían sido descubiertos durante la tercera década del siglo XX [1] y la desacomodación magnética fue identificada poco después por Snoek en 1947 [2]. Tras su descubrimiento ha sido observada en materiales ferromagnéticos, ferritas espinela [3], granates y hexagonales [4], compuestos intermetálicos, aleaciones magnéticas amorfas [5, 6] y nanopartículas magnéticas [7] [8]. Pese a ello, es una desconocida en comparación con otros fenómenos magnéticos similares, como la histéresis.

No obstante, existe un gran interés tecnológico y académico en el estudio de este fenómeno. Desde el punto de vista industrial, la desacomodación magnética debe ser reducida al mínimo en productos que requieran pequeñas pérdidas [9] y una alta estabilidad en su respuesta [10]. De otro modo, tras la aplicación de altos campos magnéticos las propiedades de los materiales variarían con la constante de tiempo de este proceso durante periodos desde segundos a años. A este problema se tuvo que enfrentar la industria telefónica a mediados del siglo XX con la implantación de ferritas en las líneas de larga distancia [11] o, en la actualidad, los productores de núcleos en bobinas o electroimanes y de ciertos componentes electrónicos para poder garantizar propiedades estables y reproducibles. Por ello, se han llevado a cabo investigaciones para estudiar cómo minimizar este efecto en materiales de gran uso industrial, como es el caso de ferritas hexagonales, utilizadas ampliamente como imanes permanentes, el granate de itrio hierro (YIG), clave en las aplicaciones a alta frecuencia [4], las ferritas espinela de manganeso-hierro, que forman parte de transformadores de convertidores DC/DC [3], y otros muchos, en los que se ha analizado la dependencia de la desacomodación con las sustituciones, inclusiones de diversas impurezas, vacantes, temperatura, aplicación de tensiones externas [12] y su proceso de formación [6]. Por otro lado, en el ámbito de la investigación, la desacomodación magnética proporciona información sobre los defectos y sus interacciones en los materiales magnéticos, por lo que puede ser utilizada como técnica para el

estudio de su microestructura [13], resultando ser muy sensible para la detección de impurezas, cationes ferrosos y vacantes incluso en pequeñas concentraciones [7]

El grupo de Materiales Magnéticos de la Universidad de Valladolid está especializado en el estudio de estos materiales y sus propiedades. Una de sus líneas principales de investigación ha sido la desacomodación magnética, desarrollado a partir de finales de los años ochenta [13]. Aprovechando sus conocimientos sobre el tema y la necesidad de desarrollar un nuevo sistema de medida para retomar el área de investigación, se planteó realizar este trabajo. De esta forma, lo que se ha pretendido ha sido, por un lado, explicar qué es la desacomodación magnética y cuál es su funcionamiento. Para ello, se ha llevado a cabo una revisión del magnetismo en la materia y los distintos procesos que lo producen, desde el magnetismo atómico hasta las sustancias magnéticamente ordenadas y los fenómenos derivados de la interacción de los mecanismos de magnetización con los defectos estructurales y la anisotropía del material. Junto a este análisis teórico, se ha elaborado un programa capaz de simular el comportamiento de las paredes de dominio y su interacción con los defectos móviles, pudiendo mostrar que la desacomodación magnética puede existir por medio de los mecanismos expuestos y afianzando así la comprensión sobre este fenómeno. Por otro lado, se ha diseñado y desarrollado¹ un sistema capaz de detectar y cuantificar la desacomodación magnética, lo que ha conllevado la aplicación de los conocimientos adquiridos sobre el magnetismo en los materiales y cómo medirlo. La construcción de este aparato de medida ha implicado el desarrollo de los diversos módulos que componen el sistema global (control de temperatura, desimanación de las muestras y adquisición de datos) y su intercomunicación.

¹Se ha avanzado en la construcción del aparato de medida en el grado que ha sido posible debido a la declaración del estado de alarma y la situación posterior.

2. Investigación Bibliográfica.

El magnetismo en la materia es un fenómeno complicado. En principio, las propiedades magnéticas se deben, únicamente, al comportamiento de los electrones en los átomos. Sin embargo, las interacciones interatómicas y los defectos estructurales e impurezas del material lo modifican. Por lo tanto, la dinámica de magnetización es un fenómeno multiescala que se compone de diversos procesos tanto clásicos como cuánticos. Además, aparecen varios fenómenos emergentes derivados de estas dinámicas que añaden complejidad al funcionamiento de las sustancias magnéticas. No obstante, a través de su análisis y observación será posible alcanzar una mayor comprensión del comportamiento de los materiales magnéticos y su dinámica de magnetización. Este es el caso de la histéresis, las corrientes de Foucault, la viscosidad magnética o la desacomodación magnética.

Durante este trabajo nos centraremos en la desacomodación magnética, fenómeno relativamente desconocido del que, sin embargo, podremos extraer valiosa información sobre la microestructura del material y, en especial, acerca de ciertos defectos estructurales de los que depende. Pero, antes de estudiar la desacomodación es imprescindible comprender los procesos por los cuales se origina el magnetismo en la materia y los mecanismos que llevan a la existencia de los materiales magnéticamente ordenados y su comportamiento. De esta forma, empezaremos estudiando el origen del momento magnético atómico, su dinámica y el comportamiento macroscópico de sustancias magnéticas sin interacción entre los momentos; tras ello, trataremos las interacciones entre los momentos magnéticos atómicos, el origen del magnetismo ordenado, la formación de las paredes de dominio y su interacción con los defectos estructurales del material, de los que derivan fenómenos emergentes como la histéresis, la viscosidad magnética y, finalmente, la desacomodación magnética.

2.1. Magnetismo Intrínseco.

El magnetismo en la materia es un fenómeno cuántico originado a nivel atómico por el momento magnético de los electrones en los átomos. Aunque también el núcleo atómico posee momento magnético, éste es insignificante en comparación con el de los electrones, de este modo, no se tiene en cuenta en el estudio de las principales propiedades magnéticas [14].

Podemos diferenciar el momento magnético de los electrones en dos tipos: orbital y de espín [14]. El módulo del momento magnético de espín es intrínseco para el electrón, mientras que el orbital depende de su momento angular en el átomo. Ambos se rigen por la *Ecuación 1*, siendo g la constante giromagnética, \hbar la constante de Planck, \vec{n} el momento angular de espín u orbital y μ_B el magnetón de Bohr (*Ecuación 2*), unidad básica del magnetismo electrónico [15], donde e y m_e son la carga y la masa del electrón, respectivamente. El momento magnético total de los electrones será la combinación de estas dos clases.

$$\vec{\mu} = -\frac{g \cdot \mu_B}{\hbar} \cdot \vec{n} \quad (1)$$

$$\mu_B = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e} \quad (2)$$

De esta forma, el momento magnético de un átomo o *momento efectivo*, $\vec{\mu}_{eff}$, se calcula como la suma vectorial de los momentos magnéticos de cada electrón en sus órbitas. Esta suma puede dar lugar a la cancelación total del momento magnético del átomo o, por el contrario, a un átomo magnético con momento angular, \vec{J} , y momento magnético total no nulo [14]. Al tratarse el magnetismo atómico de un proceso cuántico, la cuantización espacial limita la orientación del momento efectivo a ciertos ángulos discretos, θ_i . Por simplicidad, cuando tratamos el magnetismo en los átomos se suele utilizar la proyección del momento efectivo en la dirección del campo aplicado, μ_H .

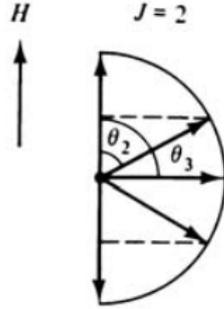


Figura 1: Ejemplo de la cuantización del momento angular en una átomo con valor $J = 2$. Cullity, B. D. and Graham, C. D., *Introduction to magnetic materials* [14].

En la mayoría de líquidos o gases la contribución orbital al magnetismo será importante. Sin embargo, en los sólidos cristalinos las interacciones interatómicas modifican la aportación de cada átomo al momento total cristalino. En muchos casos, estas interacciones minimizarán el efecto del momento angular orbital sobre la magnetización en el cristal, siendo únicamente afectada por el momento de espín [15].

A nivel macroscópico el comportamiento magnético de la materia se cuantifica por medio de la susceptibilidad magnética (*Ecuación 3*), χ_k . Ésta nos proporciona información sobre cuánto y de qué forma afecta un campo magnético a la magnetización de una sustancia. Podemos diferenciar entre sustancias *diamagnéticas* y *paramagnéticas*. Un material paramagnético estará formado por átomos con momento magnético no nulo, de esta forma, su susceptibilidad magnética será positiva y al aplicar un campo magnético externo la muestra se imanará en su dirección. Por otro lado, los materiales diamagnéticos se caracterizarán por tener una susceptibilidad magnética negativa, imanándose en dirección contraria al campo externo. Ésta es una propiedad inherente de los electrones en los átomos, pero solo se podrá observar en materiales formados por átomos con momento magnético nulo, ya que será enmascarada por otros fenómenos más intensos, como el paramagnetismo.

$$\chi_k = \frac{M}{H} \quad (3)$$

2.2. Dinámica Intrínseca.

Aplicando un campo magnético alterno de alta frecuencia, serán apreciables las propiedades magnéticas de los átomos y sus electrones en un material por medio del fenómeno conocido como *resonancia magnética o de espín*. A ciertas frecuencias y magnitudes del campo, podemos observar en cualquier sustancia magnética una resonancia entre el campo aplicado y el momento magnético de los átomos. Experimentalmente debemos aplicar un fuerte campo magnético constante en una dirección que denominamos z . De esta forma, los espines precesarán en la dirección del campo aplicado H_z a una frecuencia conocida como *frecuencia de Larmor*, ν . Al mismo tiempo, aplicaremos un pequeño campo magnético alterno, H_x , perpendicular a H_z , con una frecuencia del orden de decenas de GHz para campos H_z del orden de teslas [14]. Cuando la frecuencia del campo H_x iguale la frecuencia de precesión, el sistema estará en resonancia y se producirá un aumento en la absorción de energía en el sistema [14]. En la *Ecuación 4* encontramos la regla que rige el valor de la frecuencia de Larmor de una muestra, donde γ es el *factor giromagnético* (*Ecuación 5*) y μ la permeabilidad magnética del medio en el que se realice el experimento.

$$\nu = \gamma \cdot \mu \cdot H_z \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{g \cdot \mu_B}{\hbar} \quad (5)$$

Realizando medidas de la absorción del sistema en función de la frecuencia obtendremos el *espectro de resonancia*, en el que cada una de las líneas o bandas representarán las transiciones entre niveles de energía de las diversas especies que conformen el material [16]. Esta técnica es una forma de poder observar directamente los efectos del magnetismo atómico, además de un método con el que calcular experimentalmente el factor g en las sustancias magnéticas, dejando de lado los problemas debidos a las interacciones entre los átomos de la red. Este fenómeno también ha sido aprovechado como técnica espectroscópica, para el desarrollo de filtros microondas de señal [15] e, incluso, para la datación histórica de ciertos materiales [17]. Sin embargo, la resonancia magnética será más fácil observarla frecuencias altas del campo aplicado, generalmente los experimentos de resonancia de spin operan a frecuencias de varios GHz. En nuestro caso, la frecuencia del campo magnético utilizado para medir la desacomodación magnética será mucho más baja, del orden de kHz , por lo que este tipo de fenómenos no serán observables.

2.3. Ferromagnetismo y ferrimagnetismo.

Tal como hemos visto, podemos visualizar las sustancias magnéticas como un conjunto de átomos con momento magnético no nulo. En el caso de las sustancias *paramagnéticas* los momentos magnéticos de cada átomo se orientan aleatoriamente en ausencia de campo, de forma que la magnetización total del material sin campo aplicado es nula. Al aplicar un campo magnético externo tenderán a precesar en su dirección. Cuanto mayor sea el campo aplicado, mayor será el número de momentos magnéticos atómicos orientados y la magnetización de la muestra aumentará hasta la saturación, con la disposición de todos los momentos en el mismo sentido. No obstante, en un paramagnético a temperatura ambiente la saturación se alcanzará aplicando campos magnéticos enormes.

La agitación térmica se opondrá a la tendencia de los momentos atómicos a alinearse con el campo aplicado, de modo que la magnetización de una muestra paramagnética será inversamente proporcional a su temperatura siguiendo la *Ley de Curie* (Ecuación 6), en paramagnéticos sin interacción entre momentos, o la *Ley de Curie-Weiss* (Ecuación 7), en paramagnéticos con interacción entre los momentos, donde C es una constante, T la temperatura de la muestra y θ otra constante que da cuenta esta interacción. Un valor positivo de θ tenderá a mantener los momentos paralelos entre sí y el campo aplicado y, por el contrario, un valor negativo ayudará a la desestabilización de la dirección de los momentos atómicos [14].

$$\chi_k = \frac{C}{T} \quad (6)$$

$$\chi_k = \frac{C}{T - \theta} \quad (7)$$

Esta interacción puede llegar a ser tan intensa que haga que los momentos atómicos se acoplen, comportándose como un conjunto. Este es el origen del magnetismo ordenado, dentro del cual podemos clasificar los materiales magnéticos como ferromagnéticos, ferrimagnéticos o antiferromagnéticos.

Los materiales *ferromagnéticos*, presentan altos valores en su magnetización incluso en ausencia de campo. En estos casos la interacción entre los momentos magnéticos es tan intensa que el material se encuentra naturalmente en estado de saturación, necesitando grandes campos externos para cambiar la dirección de magnetización de la muestra. Al igual que los materiales paramagnéticos, su magnetización disminuye con la temperatura pero, por encima de un valor conocido como *temperatura de Curie*, T_C , el material se comportará como un paramagnético.

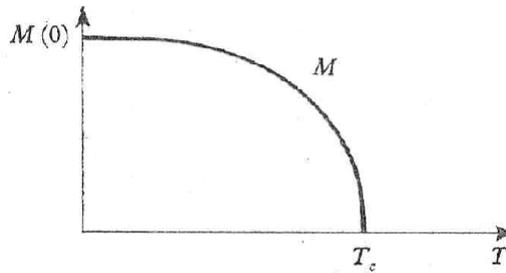


Figura 2: Magnetización espontánea en un material ferromagnético. *Ziman, J. M., Principles of the theory of solids* [18].

El origen físico de esta interacción se debe a fuerzas entre los momentos atómicos del material que aparecen al realizar un tratamiento cuántico del sistema. Las denominadas *interacciones de canje* dan cuenta de la intercambiabilidad de los electrones como partículas idénticas entre los átomos y dependen de la orientación relativa entre los espines de los electrones de átomos vecinos [14]. Para dos átomos cercanos con un electrón cada uno, la expresión que rige la energía de canje es la *Ecuación 8*, donde J_{ex} es la integral de canje y \vec{s}_i y \vec{s}_j representa el espín de cada electrón .

$$E_{ex} = -2J_{ex}\vec{s}_i\vec{s}_j \quad (8)$$

En ausencia de campo externo, si la integral de canje es positiva, la energía será mínima cuando los espines de los electrones se encuentran paralelos. Por lo tanto, un valor positivo de la integral de intercambio es una condición necesaria para que ocurra el ferromagnetismo [14]. Por otro lado, si la integral es negativa, los espines se dispondrán antiparalelamente anulando la magnetización de la muestra si el mismo número de momentos magnéticos se orienta en ambas direcciones. Este es el caso de los materiales *antiferromagnéticos*. Esta fuerza decrece rápidamente con la distancia y solo afectará a los átomos cercanos.

Toda esta descripción se encuentra dentro de la llamada *teoría de electrones localizados*, donde los electrones responsables del magnetismo se hallan ligados a sus respectivos átomos en el cristal. No obstante, a la hora de explicar el comportamiento magnético de metales ferromagnéticos, como el hierro, el cobalto o el níquel, suele recurrirse a la *teoría del electrón colectivo*. Este modelo es la aplicación directa de la teoría de bandas del estado sólido al magnetismo y asume que los electrones responsables del ferromagnetismo pertenecen al cristal como un todo y pueden moverse de un átomo a otro, por lo que no se puede asociar un número fijo de electrones a cada átomo del sólido.

En los materiales ferrimagnéticos, al igual que en el caso de los antiferromagnéticos, la integral de canje es negativa, pero, en este caso, la magnetización de la muestra no será nula ya que el momento magnético total será mayor en una de las dos direcciones. De la misma manera que los ferromagnéticos por encima de la temperatura de Curie se comportarán como paramagnéticos. Los materiales ferrimagnéticos más conocidos se denominan *ferritas*: óxidos mixtos de hierro y otros cationes. Principalmente, estos cristales iónicos se agrupan en estructuras *cúbicas* con fórmula general $MO \cdot Fe_2O_3$, donde M es un metal divalente (Mn, Ni, Fe, Co o Mg) o *hexagonales*, en las que cationes del grupo del bario o elementos de transición acompañan al hierro [14]. En ambas estructuras los iones metálicos toman diferentes posiciones cristalográficas, que suelen denominarse posiciones A y B, entre las cuales la interacción de canje es negativa. Como suele haber distinta densidad de ocupación entre las dos subredes y, en la mayoría de los casos, están ocupadas por iones magnéticos con un valor diferente de su momento magnético, la imanación total del cristal no será nula en ausencia de campo.

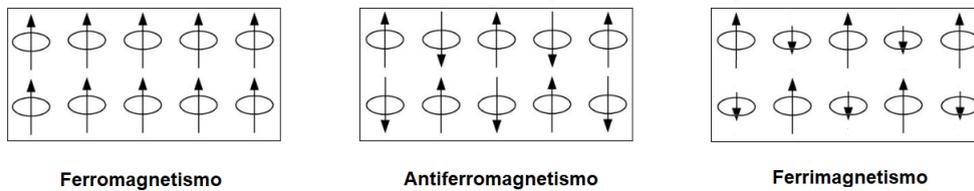


Figura 3: Distribución de momentos magnéticos en ausencia de campo magnético en los distintos materiales magnéticos ordenados.

Esta distribución de las ferritas hará que la distancia entre los iones magnéticos sea demasiado grande como para ser explicada por medio de la interacción de canje, tal y como lo hicimos en los ferromagnéticos, que a partir de ahora denominaremos *interacción de canje directo*. Para ello, se desarrolló el concepto de *interacción de canje indirecto* o *supercanje*, en el que el mecanismo

de intercambio entre los iones metálicos se llevará a cabo a través de los iones del oxígeno, no magnético.

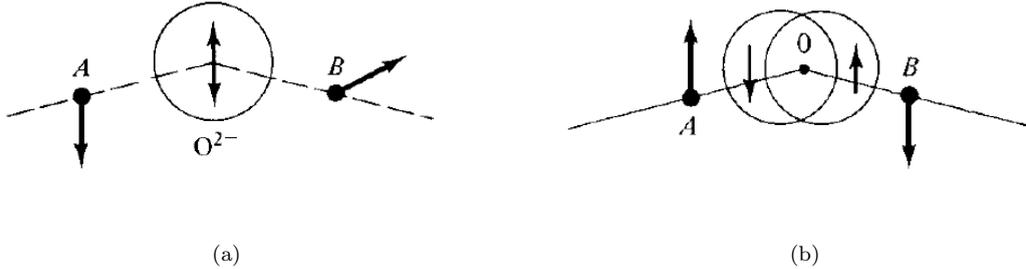


Figura 4: Interacción de canje indirecto en un óxido iónico. *Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials* [14].

Mientras que el origen del magnetismo se daba a dimensiones atómicas, con el momento magnético de los electrones en un átomo, el magnetismo ordenado se origina a escala de unos cientos o miles de átomos con la aparición de las interacciones de canje entre los momentos magnéticos electrónicos. De esta forma, en ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos no explicaremos el material como un conjunto de spines aislados, sino como un paquete de spines acoplados.

2.4. Fenómenos emergentes.

Pese a que se necesitan fuertes campos magnéticos o el uso de otras técnicas, como calentarlos por encima de la temperatura de Curie, los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos pueden ser desmagnetizados, alcanzando un estado sin magnetización neta. En principio podemos pensar que el material en este estado se dispondrá como un paramagnético en ausencia de campo externo, con los momentos magnéticos atómicos orientados aleatoriamente. No obstante, las propiedades de estos materiales se explican por medio de regiones compuestas por 10^{12} - 10^{15} átomos [19] con los momentos magnéticos acoplados ferromagnéticamente o ferrimagnéticamente, de forma que ésta se encuentra en estado de saturación espontánea. Cuando el material esté desmagnetizado estas zonas, denominadas *dominios*, se encontrarán con la magnetización orientada tal que, la suma vectorial de todos los dominios anule la imanación en el material. Sin embargo, al aplicar campos suficientemente intensos se formará un único dominio con la magnetización orientada en la dirección del campo, alcanzándose el estado de saturación total.

La creación de los dominios en un material ferromagnético o ferrimagnético se debe a consideraciones energéticas, principalmente a la minimización de la energía *magnetostática*. La energía magnetostática es la energía potencial debida a la existencia de un campo magnético y contenida en las líneas de campo [15], también es la energía necesaria para desmagnetizar un material. El proceso de formación de dominios ocurre hasta que la energía requerida para crear un dominio sea mayor que la disminución de la energía magnetostática al generarlo. Pero hasta que se llega a ese equilibrio, la energía del sistema será "del orden de $1/n$ " la energía del sistema monodominio [15], siendo n el número de dominios formados. El tamaño y forma de los dominios vendrá determinado por la minimización de diferentes tipos de energía: magnetostática, de anisotropía, magnetostrictiva y de pared de dominio.

La energía *de anisotropía* da cuenta de la estructura de los materiales magnéticos cristalinos. La mayoría de la materia y, por lo tanto, de los materiales magnéticos, son cristales, lo que significa que sus átomos se sitúan en el material con una estructura que se repite periódicamente. En estos materiales la magnetización de dominio tenderá a alinearse con las direcciones principales del cristal, denominadas *direcciones fáciles de magnetización*. Cuando la magnetización difiera de la dirección de los ejes fáciles, la diferencia entre ambas posiciones se verá reflejada como un aumento en la energía de anisotropía. Esta energía tenderá a minimizar el número de dominios con direcciones de magnetización fuera de los ejes fáciles [15]. Cabe mencionar que las interacciones de canje responsables del comportamiento ferromagnético, antiferromagnético y ferrimagnético no dependen de la regularidad geométrica de la posición de los átomos, solo de la distancia interatómica. Por lo tanto, también existen amorfos ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos [14], sin estructura atómica ordenada, en los que hablar de la energía de anisotropía no tiene sentido.

La *magnetostricción* es el fenómeno por el que una sustancia cambia sus dimensiones al ser expuesta a un campo magnético. El efecto contrario también se da, conocido como magnetostricción inversa, en el que tensiones aplicadas en el material pueden modificar la dirección de magnetización. La *energía de magnetostricción* dependerá de la intensidad de la tensión y las características del material. Este efecto es débil incluso en materiales magnéticos, pero debe tenerse en cuenta.

Por último, debemos considerar la *energía de pared*. A las fronteras entre los diferentes dominios se las conoce como *paredes de dominio* o *de Bloch*. A cada lado de una pared de dominio los momentos magnéticos atómicos y, en definitiva, los espines electrónicos se encuentran orientados en direcciones distintas, por lo tanto, entre ellos habrá una energía de canje. Esta energía de canje almacenada debido a la transición en la orientación de los momentos magnéticos en dos dominios adyacentes es la energía de pared. Para minimizar la energía de canje, la pared de dominio tendrá una anchura, δ , en la que la dirección de magnetización variará gradualmente su sentido. La anchura de la pared vendrá determinada por el equilibrio entre la energía de canje, la magnetostática y la de anisotropía. Mientras que la energía de canje disminuye con el aumento de la anchura de la pared, la energía de anisotropía disminuirá al reducirla, debido a que cuanto más ancha sea la pared mayor número de momentos magnéticos se orientarán en direcciones distintas a los ejes de fácil magnetización. Para determinar la forma y tamaño de los dominios y sus paredes, se deberá tener en cuenta, a parte de las energías mencionadas, los defectos estructurales como vacantes, las fronteras de grano o las impurezas, que tenderán a concentrarse en los límites de los dominios debido a los altos gradientes de campo en dichas zonas [15].

Los dominios, con dimensiones del orden de micras, y sus paredes constituyen el tercer nivel que conforma el magnetismo en la materia, tras el magnetismo atómico y las interacciones que conllevan al magnetismo ordenado.

El proceso de magnetización en los materiales magnéticos ordenados se produce por medio de dos procesos: la rotación de los momentos magnéticos en los dominios hacia la dirección del campo aplicado y el crecimiento de los dominios con dirección de magnetización cercana al campo externo. La rotación se encarga, principalmente, de la parte final de la magnetización, cuando llevamos el material a la saturación, mientras que la mayor parte del proceso de magnetización se debe al cambio de tamaño de los dominios [14]. Pese a que estos dos mecanismos no son realmente divisibles, ya que durante gran parte de la magnetización se dan a la vez, podemos trabajar con la aproximación de que se dan por separados en todo momento [14].

Por lo tanto, gran parte de la magnetización se debe, únicamente, al crecimiento y la disminución de los dominios, lo que implica el movimiento de las paredes de Bloch. La comprensión de la

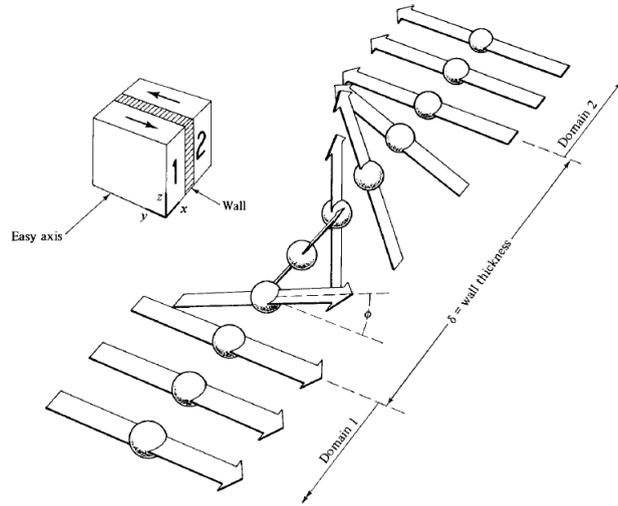


Figura 5: Estructura de una pared de Bloch de 180° . *Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials* [14].

dinámica de estas paredes es imprescindible para entender el proceso de magnetización y diversos fenómenos emergentes como la desacomodación magnética.

En ausencia de campo las paredes de dominio se dispondrán en las posiciones en las que se minimice la energía del sistema. Al aplicar un campo magnético los momentos magnéticos dentro de la pared serán rotados con mayor facilidad que los ubicados en el cuerpo del dominio, ya que mientras los primeros se encuentran en un estado de equilibrio entre la energía de canje y la de anisotropía, estos últimos están fuertemente anclados por la interacción de canje. Como consecuencia, los momentos dentro de la pared rotarán hacia la dirección del campo en función de su intensidad. En definitiva, para un observador externo parecerá que la pared de dominio se desplaza, por ello, lo tratamos como una entidad en sí misma.

En un material cristalino ideal, libre de defectos estructurales que alteren la estructura periódica, las paredes de dominio se desplazarán planas al aplicar un campo magnético². Sin embargo, todos los materiales presentan defectos que interaccionan con las paredes, provocando que su movimiento sea discontinuo y brusco. Vamos a dividir los tipos de defectos estructurales con interés para el estudio de la dinámica de paredes de dominio en: granos, defectos cristalinos estáticos y móviles.

Hasta ahora hemos concebido los materiales cristalinos como estructuras con un orden determinado de los átomos del material que se repite periódicamente durante todo su volumen. No obstante, la mayoría de los cristales son policristalinos, es decir, materiales configurados por diversas zonas, denominadas *granos*, en cada una de los cuales se mantiene el orden cristalino en una orientación aleatoria. El tamaño de estos granos determinará diversas propiedades mecánicas de estos materiales [20], y, de la misma forma, modificará las propiedades magnéticas.

²La dirección en la que se desplaza una pared de dominio dependerá de la orientación del campo aplicado y las de la imanación en los dos dominios que separa.

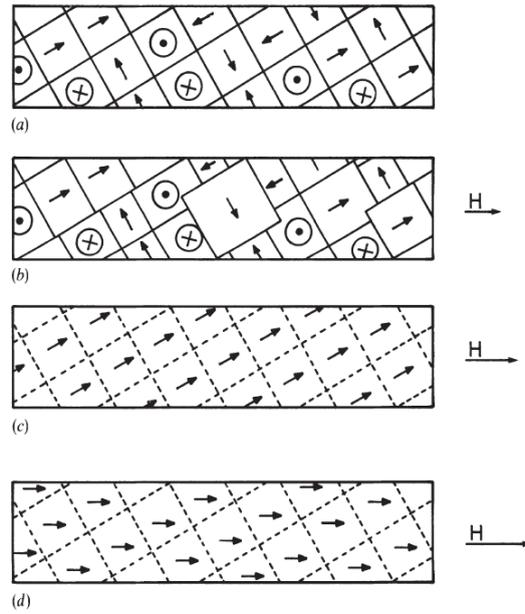


Figura 6: Proceso de magnetización de un material ferromagnético o ferrimagnético desde el estado desmagnetizado (a) a la saturación (d), pasando por la magnetización parcial por medio del crecimiento de dominios (b), la rotación irreversible de la magnetización de los dominios hacia las zonas de fácil magnetización más cercanas al campo aplicado (c), hasta la rotación reversible y la saturación. *Jiles, D., Introduction to Magnetism and Magnetic Materials* [19].

Las paredes de dominio tenderán a anclarse a los límites de grano, siendo éstos el mayor impedimento para su movimiento [19]. En consecuencia, al aplicar un campo magnético débil las paredes tenderán a abultarse, pero no se desplazarán dentro del grano. Para entender cómo este abombamiento afecta a la magnetización de los materiales ferromagnéticos y las ferritas vamos a presentar un modelo sencillo desarrollado por Globus en 1936, el mismo en el que nos basaremos más adelante para el desarrollo de las simulaciones de la desacomodación magnética. En este modelo, Globus supuso que en el estado desmagnetizado una ferrita policristalina o una sustancia ferromagnética policristalina está formada por granos esféricos de diámetro $D = 2r$, dentro de los cuales hay dos dominios con momentos con la misma dirección y sentido contrario (pared de dominio de 180°) separados por una pared anclada en la periferia de los granos. Al aplicar un campo magnético débil, H , se producirá un abultamiento esférico (*Figura 8*) y la superficie y volumen de la pared vendrán dadas por las *Ecuaciones 9* y *10*. El estado de equilibrio está determinado por la minimización de la energía magnetostática y la energía de la pared, γ . La magnetización inicial del material al aplicar el campo H dependerá de la expresión mostrada en la *Ecuación 11*, donde M_s es la imanación de saturación [21].

$$S = \pi(r^2 + x^2) \quad (9)$$

$$V = \frac{\pi}{6}(3r^2 + x^2) \quad (10)$$

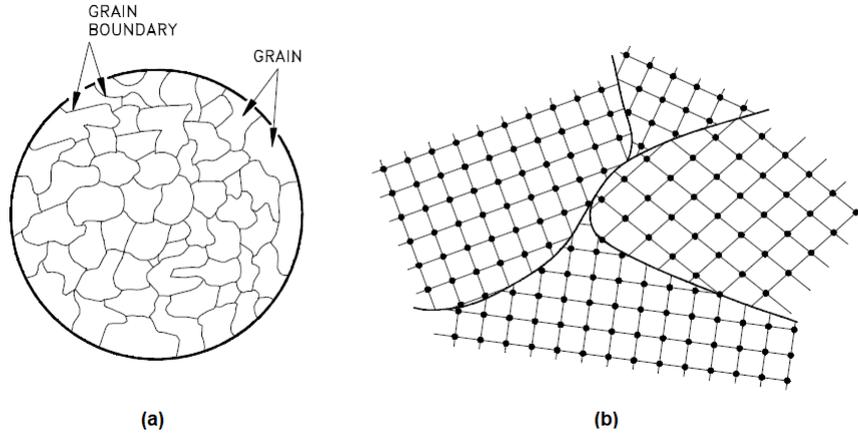


Figura 7: Estructura de un material policristalino. *U.S. Department of Energy, DOE Fundamentals Handbook Material Science* [20].

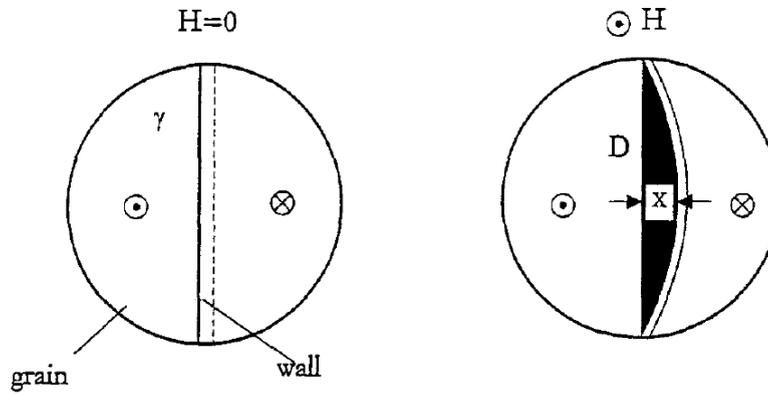


Figura 8: Pared anclada en un grano y curvatura al aplicar un campo en el modelo de Globus. *Buschow, K. H. J., Handbook of Magnetic Materials, Volume 8* [21].

$$M_i = \frac{3\pi M_s^2 D}{4\gamma} H \quad (11)$$

Este modelo viene limitado, entre otros factores, por el diámetro crítico de los granos esféricos (*Ecuación 12*), por debajo de los cuales solo puede existir un dominio interno, y el tamaño de las paredes de dominio en materiales con anisotropía baja, en los que la anchura de la pared puede alcanzar el orden de $1\mu\text{m}$ no pudiendo desplazarse dentro de los granos, de tamaño similar [21].

$$D_{cr} = \frac{1,4 \cdot \gamma}{M_s^2} \quad (12)$$

Si seguimos aumentando el campo aplicado, por encima de valor crítico, H_{cr} , la pared se

liberará de los anclajes en el grano y se producirá un rápido aumento de la magnetización debido a su desplazamiento. Sin embargo, incluso cuando la pared haya conseguido desvincularse de los granos y desplazarse, su movimiento se verá obstaculizado por la interacción con defectos estáticos, como las inclusiones y las microtensiones residuales.

Una inclusión es cualquier área con una magnetización espontánea diferente a la de su alrededor, sin embargo, este término se utilizará, generalmente, para referirse a zonas con imanación nula [14]. Pueden ser partículas no magnéticas que se encuentran como impurezas o aleaciones en el material, agujeros o grietas. Las inclusiones dificultarán el movimiento de las paredes de dominio disminuyendo la energía magnetostática del sistema al anclarlas en su interior. Adicionalmente, en inclusiones de gran tamaño se formarán dominios con forma de pico adyacentes a la inclusión (*Figura 9 (a)*) [14], que contribuirán a disminuir aún más la energía magnetostática del sistema y, por lo tanto, a anclar la pared de dominio.

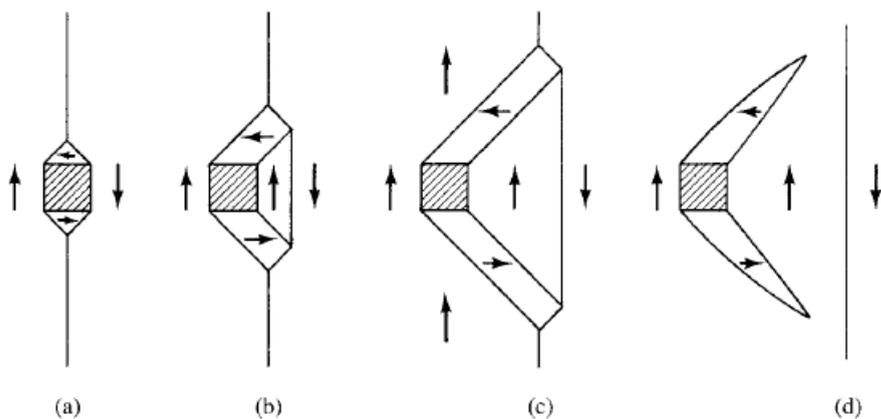


Figura 9: Paso de una pared de dominio a través de una inclusión de gran tamaño. *Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials* [14].

El segundo tipo de obstáculos son las *microtensiones residuales* que existen en una muestra después de que hayan actuado fuerzas externas. Éstas se consideran micro cuando varían rápidamente en magnitud, e incluso signo, en distancias iguales o menores que el diámetro de grano. Las microtensiones residuales están causadas por defectos cristalinos, como las dislocaciones, que obstruirán el movimiento de las paredes de dominio debido a la magnetostricción. Cuando una pared de dominio se desplaza en la dirección de la magnetización el volumen se alterará y, debido a la magnetostricción, existirá una distorsión elástica del volumen que interactuará con la distribución local de tensiones y tenderá, generalmente, a mantener la pared en su posición inicial [14].

Los cambios en la magnetización de un material magnético pueden ser tanto reversibles como irreversibles dependiendo de qué procesos se den. Por ello, tanto la rotación de los momentos como el movimiento de las paredes podrán darse como procesos de estos dos tipos. Un cambio en la magnetización es reversible si tras aplicar un campo externo y quitarlo, el material recupera el valor anterior de magnetización. Esto ocurrirá generalmente para campos aplicados poco intensos.

El mecanismo de rotación irreversible se producirá cuando los momentos roten desde su orientación original hasta el eje fácil más cercano al campo aplicado (*Figura 6 (c)*). El abombamiento de paredes de dominio anclados a granos es reversible a bajos campos aplicados, pero puede volverse

irreversible si se deforma lo suficiente o encuentra defectos a los que anclarse mientras se produce el proceso. Por último, la traslación de las paredes de dominio suele ser irreversible, debido a las interacciones con inclusiones (*Figura 9*) y tensiones residuales, salvo que el material sea lo suficientemente puro como para que la pared de dominio pueda existir en una zona libre de defectos. Estas interacciones irreversibles explican el movimiento de las paredes y los cambios en la magnetización bruscos y discontinuos al aplicar un campo externo, fenómeno que conocemos como *efecto Barkhausen* [19].

Las interacciones irreversibles de las paredes de dominio con las imperfecciones del material y las rotaciones irreversibles de los momentos causan la *histéresis* en los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos. Los anclajes y el resto de interacciones irreversibles de las paredes harán que el material no pueda volver a su estado inicial, provocando este fenómeno y haciendo que la magnetización en un material de esta clase dependa de los campos que hayan sido aplicados anteriormente. Por lo tanto, las propiedades de un ciclo de histéresis, como el campo coercitivo, serán proporcionales a la densidad de inclusiones magnéticas y tensiones residuales y la energía necesaria para liberar los paredes de sus anclajes [19]. Debido a la anisotropía de los materiales los parámetros que definen la histéresis también dependerán de la dirección en la que se aplique el campo y, ya que los obstáculos como las inclusiones y las tensiones residuales serán menos efectivas a medida que aumente la temperatura, dependerá también de esta variable [14].

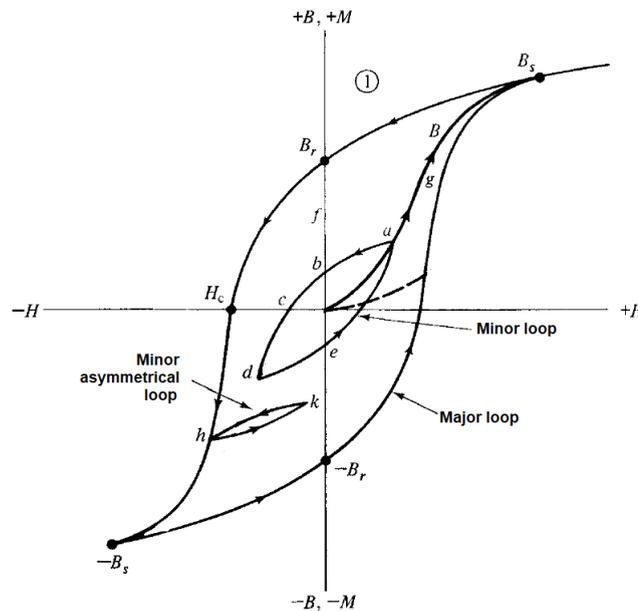


Figura 10: Ciclo de histéresis principal y ciclos menores. Goldman, A., *Modern Ferrite Technology* [15].

Si suponemos un material sin defectos no se podría observar este fenómeno y la magnetización sería una función univaluada reversible. A esta curva se le denomina *anhisterética*. Como no es posible conseguir un material libre de defectos se han desarrollado diversas técnicas para poder obtener dicha curva [19].

Podemos completar un ciclo de histéresis aplicando un campo continuo y variando su intensidad y sentido, o también puede observarse aplicando un campo alterno sinusoidal, de forma que, al completarse un periodo, la magnetización habrá recorrido un ciclo completo de histéresis. Al igual

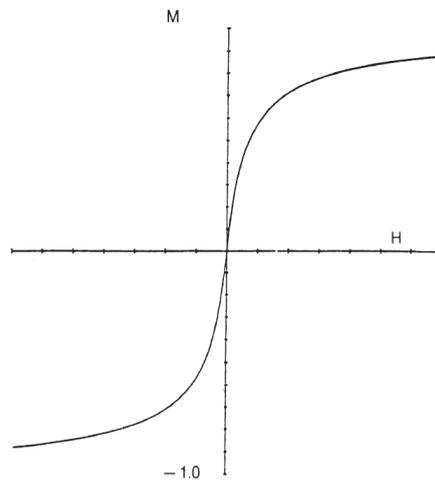


Figura 11: Curva anhisterética. Jiles, D., Magnetism and Magnetic Materials [19].

que en los ciclos continuos de histéresis el área interior que forma dará cuenta de las pérdidas durante el proceso de magnetización, debidas a las interacciones irreversibles de las paredes y momentos magnéticos. Sin embargo, en el caso de los ciclos alternos de histéresis, al aumentar la frecuencia del campo aplicado, las pérdidas se incrementarán a su vez. En materiales conductores ésto es debido, en su mayor parte, al efecto de las *corrientes de Foucault*.

Las corrientes de Foucault no se deben a la interacción de los mecanismos de magnetización con las imperfecciones del material, ni siquiera se observan únicamente en materiales magnéticos. Éstas son un efecto de la ley de Faraday-Lenz. Mientras se produzca este efecto, el campo magnético será menor en el interior del material y, por lo tanto, su efecto sobre las paredes de Bloch y la rotación de los momentos, disminuyendo así la magnetización del material. Las pérdidas por corrientes de Foucault se darán en cualquier material conductor siendo mayor su efecto en conductores magnéticos, debido a que los cambios en la inducción magnética serán mayores al aplicar un campo externo.

Por último, debemos considerar la interacción de las paredes de dominio con los defectos móviles. Defectos materiales como las impurezas o incluso los mismos elementos que conforman la red pueden difundir a través de la estructura cristalina del material ubicándose en las cercanías de las paredes de dominio y dificultando su movimiento. Las impurezas con radios atómicos menores que los átomos que forman la estructura del material ocuparán posiciones intersticiales en la red y las vibraciones alrededor de su posición de equilibrio serán capaces, ocasionalmente, de difundirlas a una posición intersticial anexa. Este mecanismo se conoce como *intersticial directo*. Por otro lado, átomos propios de la red también podrán difundir a través de vacantes presentes en la estructura cristalina. En los materiales policristalinos se debe tener en cuenta, a mayores, la difusión a lo largo de los límites de grano, sobretodo a altas temperaturas, la cual otorgará una alta movilidad a los elementos difundidos [22].

De esta forma, las impurezas y los átomos que constituyen el material magnético se verán atraídos por las paredes de dominio debido a los altos gradientes de campo en la zona y tenderán a desplazarse para situarse en sus cercanías y, así, minimizar su energía y la de la pared. Este proceso originará diversos fenómenos emergentes, como la viscosidad magnética y la desacomodación, y afectará a otros existentes, como la histéresis. Cuánto tardarán estos elementos en situarse en su

posición de equilibrio dependerá de su movilidad, que será función de características del material, como la concentración de vacantes, y variables externas, como la temperatura.

Teniendo en cuenta las interacciones de las paredes de dominio con los defectos y con el campo aplicado podemos caracterizar el movimiento de las paredes con la *Ecuación 13* [14], donde la variable x es la posición de la pared respecto de la posición inicial. Esta ecuación representa el movimiento por unidad de área de una pared de dominio de 180° , inicialmente en estado de equilibrio, al que se le aplica un campo magnético, H , paralelo a la magnetización de los dominios.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2M_s H \quad (13)$$

El término independiente da cuenta de la presión ejercida por el campo magnético externo, la constante α representa el potencial generado por las tensiones residuales y las inclusiones, siendo el producto con la posición de la pared la fuerza aplicada en ella debida a estas imperfecciones. β es otro parámetro que tendrá en cuenta las interacciones viscosas y las corrientes de Foucault. El primer término, donde m es la masa por unidad de área de la pared, es su inercia o, lo que es lo mismo, la resistencia de los espines a ser rotados [14].

Derivados de las interacciones de las paredes de Bloch con los defectos móviles aparecerán diversos fenómenos emergentes como la *viscosidad* y la *desacomodación magnética*. Experimentalmente podremos observarlos por medio de la medida de la permeabilidad magnética de un material en función del tiempo.

Al aplicar repentinamente un campo magnético externo a una muestra magnética, su inducción magnética, B , o de la misma forma, su magnetización, M , no alcanzará su valor final instantáneamente, sino que se precisará de cierto periodo de tiempo hasta que esto suceda [14] (*Figura 12*). A este fenómeno se le conoce como *viscosidad magnética*. En ferromagnéticos metálicos el retardo de la inducción magnética respecto del campo aplicado se deberá, en su mayor parte, a las corrientes de Foucault, de forma que será difícil apreciar el efecto de la viscosidad magnética. Sin embargo, en ferritas, generalmente no conductoras, este efecto podrá ser observado con mayor facilidad.

La viscosidad magnética puede producirse de tres tipos: por *orientación*, *térmica* o por *difusión* [14, 23]. En la viscosidad por *orientación* se alcanza el estado final cuando los defectos orienten su eje con uno de los ejes de simetría (eje fácil) del sistema. La viscosidad *térmica* se produce por fluctuaciones de la energía térmica de la muestra capaces de producir rotaciones irreversibles de los momentos en pequeños volúmenes del material o de suministrar la energía suficiente para que las paredes de dominio superen un obstáculo. A diferencia de la viscosidad por orientación y por difusión, ésta puede ocurrir en sustancias puras sin ningún tipo de defectos. La viscosidad magnética por *difusión* se produce por la interacción de los defectos del material con las paredes de dominio. Defectos estructurales como las impurezas tienden a situarse por mecanismos de difusión en los alrededores de las paredes de dominio hasta estabilizarlas, obteniéndose en ese momento el valor final de la inducción magnética. La viscosidad por difusión dependerá fuertemente de la temperatura, ya que también lo hace el movimiento de los defectos, que necesitarán obtener una energía suficientemente alta como para poder activar los mecanismos de difusión. El tiempo necesario para alcanzar un valor estable de la inducción vendrá determinado por las constantes de tiempo de los fenómenos de difusión.

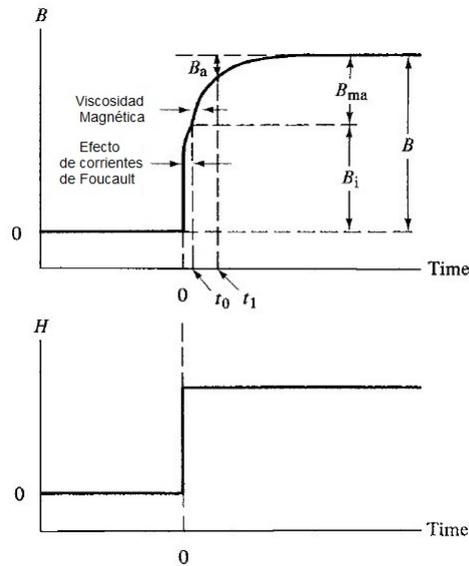


Figura 12: Variación de la inducción magnética en un material conductor al aplicar un campo magnético con forma de escalón. Cullity, B. D. and Graham, C. D., *Introduction to magnetic materials* [14].

La *desacomodación magnética* es la disminución de la permeabilidad magnética en un material magnético durante un periodo de tiempo tras su desmagnetización [23]. Al igual que la viscosidad magnética, este proceso se debe a la interacción de los defectos intersticiales del material, principalmente las impurezas, con las paredes de dominio. Este fenómeno depende fuertemente de la temperatura, ya que precisa de la difusión de los defectos, y el periodo durante el que se produzca la estabilización vendrá dado por la combinación de las constantes de tiempo de los mecanismos de difusión utilizados. A temperaturas bajas los tiempos de estabilización serán altísimos, del orden de años, pero a temperatura ambiente este fenómeno perdurará durante segundos o minutos.

Durante la desmagnetización, las paredes de dominio se desplazan largas distancias situándose, finalmente, en una región con los defectos distribuidos aleatoriamente. Al finalizar el proceso de desmagnetización, la pared se encontrará estable en el fondo de un pozo de potencial que se hará progresivamente más profundo debido al cambio en la distribución de los intersticios hacia zonas cercanas de la pared durante un periodo de tiempo Δt [23]. El aumento en la profundidad del pozo se puede ver como la necesidad de aplicar un campo magnético externo mayor para desplazar la pared de dominio y, por lo tanto, para cambiar la inducción o la magnetización de la muestra. Esto se puede observar como una disminución paulatina de la permeabilidad magnética de la muestra hasta alcanzar un mínimo con la estabilización de los defectos.

Puede parecer que la desacomodación magnética es el mismo fenómeno que la viscosidad magnética por difusión, pero, aunque en ambos casos se alcance el equilibrio por la difusión de los defectos hacia posiciones más favorables, el proceso es distinto. Para observar la desacomodación, tras realizar la desmagnetización, se aplica un pequeño campo alterno de forma que la pared de dominio oscile entorno a su posición de equilibrio en el pozo de potencial. Por otro lado, para que la viscosidad magnética sea apreciable aplicamos un campo magnético continuo constante, por lo que la pared de dominio se desplazará lo más lejos posible hasta que la acumulación de defectos la estabilice [14].

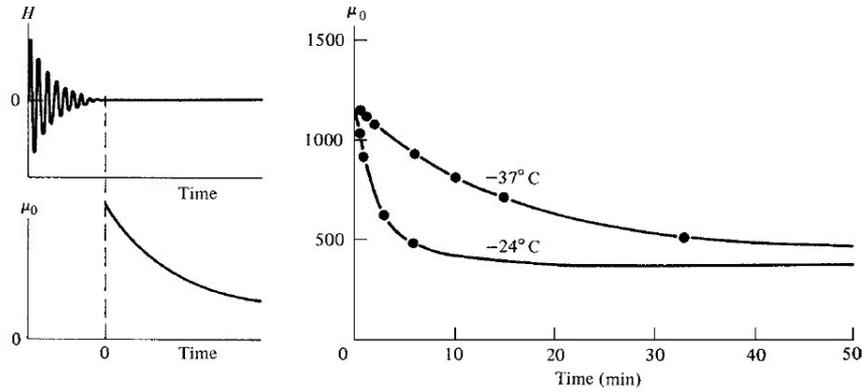


Figura 13: Medida de la permeabilidad del hierro con impurezas de carbón a varias temperaturas en función del tiempo tras la desmagnetización de la muestra. *Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials* [14].

La cercana relación de este proceso con los mecanismos de magnetización y la presencia de efectos estructurales, ha hecho que este fenómeno haya sido estudiado en diversas muestras como método para análisis de su microestructura, la naturaleza y número de los procesos que producen la magnetización y la desacomodación [5] y su dependencia con diversos factores (*Sección 1*). La desacomodación magnética ha sido ampliamente estudiada en la magnetita (Fe_3O_4), en la que se debe a la difusión de los cationes de hierro por medio de saltos electrónicos desde los cationes Fe^{2+} a los Fe^{3+} , siendo necesario la presencia de vacantes para que se pueda observar el proceso [2]. El exceso de hierro que se puede producir durante el proceso de fabricación resulta en la presencia de impurezas de cationes Fe^{2+} [24], que aceleran la desacomodación magnética [25], resultando fácilmente observable a temperatura ambiente, a la que se alcanza la energía de activación de este mecanismo. En otro tipo de ferritas derivadas, como las de manganeso-zinc ($Mn_xZn_{(1-x)}Fe_2O_4$) [2], aluminio ($Al_xFe_{(3-x)}O_4$) [9] o titanio ($Fe_{(3-x)}Ti_xO_4$) [26], podemos observar reflejados en el espectro, a mayores, nuevos mecanismos en la desacomodación debido a la difusión de los nuevos cationes a través de las vacantes y diferentes posiciones de la estructura cristalina.

Durante el resto del trabajo nos centraremos en el estudio de la desacomodación magnética y cómo medirla. A la hora de determinar experimentalmente la desacomodación magnética deberemos considerar los mecanismos de magnetización y sus interacciones con las impurezas y cómo se relacionan con los parámetros medibles. De esta forma, podremos diseñar y construir un sistema capaz de cuantificar la desacomodación magnética en diversas muestras ferromagnéticas y ferrimagnéticas y utilizar esta información, ya sea para su análisis o para minimizar su efecto.

3. Simulación.

Para mostrar la desacomodación magnética como un fenómeno derivado de la interacción de las paredes de Bloch con los defectos móviles y evaluar de forma cualitativa los diversos parámetros que afectan al proceso, hemos desarrollado un modelo clásico simple con el que simularlo. Esta visualización del fenómeno sirve también para interiorizar la dinámica de las paredes de dominio y su interacción con los defectos móviles y los granos en el material e, incluso, podría tener un uso docente en asignaturas del Grado en Física como *Física del Estado Sólido* y *Propiedades Eléctricas y Magnéticas de Materiales* en las que parte de su contenido se dedica al estudio de los materiales magnéticos. Con ciertas modificaciones podríamos desarrollar un programa más amplio con el que llegar a observar otros fenómenos emergentes como el efecto Barkhausen, la viscosidad magnética y la histéresis.

El sistema desarrollado es un modelo 2D en el que tenemos en cuenta tanto la dinámica de las paredes de Bloch como la de ciertos defectos móviles en un material magnético ordenado. Para describir el comportamiento de la pared de dominio hemos utilizado un modelo de tipo Globus; dentro de un grano se encuentra una única pared fijada en sus extremos, la cual se curvará al aplicar un campo magnético. La pared divide dos dominios de 180° y el campo externo se aplicará siempre en la dirección de la magnetización de los dominios, de forma que la pared se deforme en el plano que forma la pantalla, no siendo nunca lo suficientemente intenso como para desanclarla del grano. Al encontrarnos dentro de un modelo clásico macroscópico la pared de dominio no está definida como un grupo de momentos magnéticos atómicos, sino como una entidad en sí misma formada por un conjunto de elementos puntuales. Para que estos elementos se comporten como una pared se han definido varias fuerzas: una fuerza elástica que dará cuenta de su cohesión y tenderá a minimizar su longitud y, por lo tanto, la energía de pared; y dos fuerzas que modelan los mecanismos de disipación, una longitudinal y otra transversal. La disipación longitudinal ayuda a reducir las inestabilidades que aparecen debidas al modelo discreto utilizado para definir la pared, mientras que la disipación transversal representa el término de segundo orden en la *Ecuación 13*. Con esta única dinámica podríamos simular el proceso de imanación y calcular la permeabilidad de una muestra ferromagnética o ferrimagnética libre de defectos, en lo que sería un inicio de la curva anhisterética. Sin embargo, para poder observar la desacomodación magnética debemos procesar el comportamiento de unos defectos puntuales móviles, su interacción entre ellos, con la pared, y su difusión.

La interacción entre la pared y los defectos la hemos definido como una fuerza atractiva de tipo arcotangente que podemos observar en la *Ecuación 14*, donde P_1 , P_2 y P_3 son parámetros ajustables y $(\Delta x^2 + \Delta y^2)^{\frac{1}{2}}$ la distancia entre un defecto material y uno de los elementos puntuales que constituyen la pared de dominio simulada. Cada diferencial de la pared tendrá asociada una fuerza por parte de cada defecto, y viceversa. Esta fuerza será mayor a medida que la pared y el defecto se acerquen hasta alcanzar un máximo a cierta distancia y se anulará cuando la diferencia de posición entre el defecto y la pared sea extremadamente larga o nula (*Figura 14*). De esta forma, esta fuerza atraerá los defectos a la pared y los mantendrá a una distancia igual o menor al máximo de intensidad, definiendo la anchura de interacción de la pared. Se ha determinado el valor de los parámetros ajustables, P_1 , P_2 y P_3 , de forma que las interacciones entre defectos y pared sean óptimas para la visualización de la desacomodación magnética.

$$\vec{F}_{pared-defecto} = -\frac{P_1}{(\Delta x^2 + \Delta y^2) + P_3} \cdot \left[\arctg\left(\frac{\Delta x}{P_2}\right) \cdot \vec{u}_x + \arctg\left(\frac{\Delta y}{P_2}\right) \cdot \vec{u}_y \right] \quad (14)$$

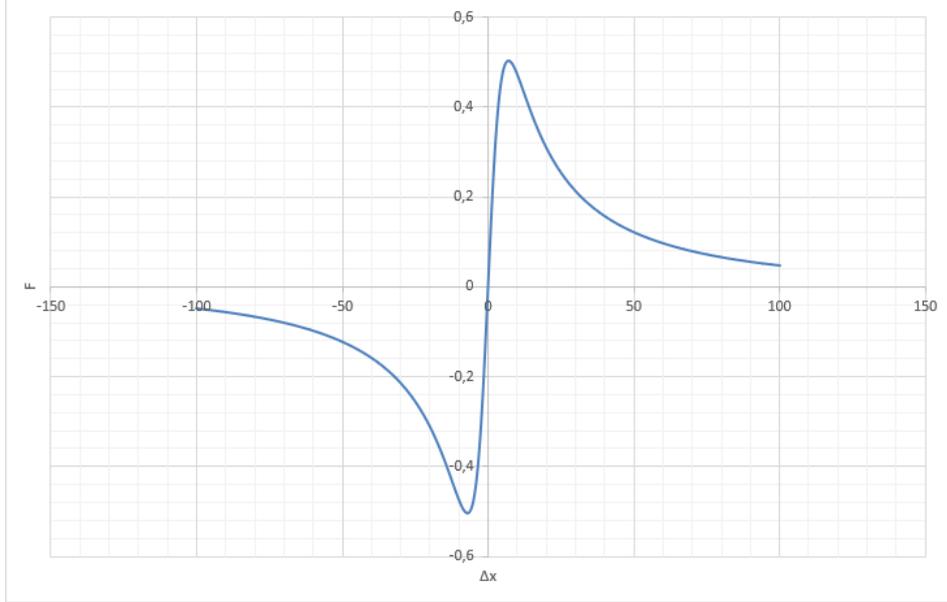


Figura 14: Representación de la fuerza atractiva entre defectos y pared en función de Δx , para $\Delta y = 0$.

Para simular la dinámica de las impurezas, además de la interacción entre defectos y pared ya comentada, hemos definido una fuerza de repulsión interna entre defectos con la expresión mostrada en la *Ecuación 15*, donde A es una constante que mide la intensidad de la repulsión entre los defectos y $(\Delta x^2 + \Delta y^2)^{\frac{1}{2}}$ es la distancia entre dos de ellos. Esta fuerza se aplicará a cada defecto por cada uno de los defectos, a excepción de sí mismo.

$$\vec{F}_{defecto-defecto} = \frac{A}{(\Delta x^2 + \Delta y^2)^{\frac{3}{2}}} (\Delta x \cdot \vec{u}_x + \Delta y \cdot \vec{u}_y) \quad (15)$$

A mayores, se debe tener en cuenta la fuerza ejercida por el campo magnético utilizado para medir este proceso. En nuestro caso, se ha definido como un campo cosenoidal de amplitud constante aplicado de forma paralela a la magnetización de los dominios en el grano. De esta forma, la fuerza, proporcional a este campo, afectará al movimiento de la pared horizontalmente en el plano de la pantalla. Los valores de la frecuencia y la amplitud del campo se podrán definir en cualquier momento durante la simulación por medio de la interfaz del programa.

Todas las fuerzas se calculan en cada paso temporal de la simulación y, a partir de ellas, obtenemos la posición y velocidad de los defectos, así como de la pared, en cada instante. Para la integración de la pared hemos utilizado un algoritmo *Runge-Kutta de 4º orden* [27]. Este algoritmo, pese a que no es el más eficiente computacionalmente, es un método sencillo y eficaz en casi todas las situaciones. Por ello, al tratarse de una simulación simple en la que disponemos de sobrada capacidad de cálculo, es el elegido para la obtención de la velocidad y las coordenadas de la pared. En el caso de los defectos, su difusión es mucho más lenta, por lo que hemos comprobado que es suficiente con una integración de tipo *Euler* [27].

Tras el cálculo de las posiciones y velocidades de defectos y pared, cuantificamos a cada paso

computacional la superficie que forma la pared de dominio con su posición inicial, vertical en la mitad del grano. Este área, suponiendo que la densidad de momentos orientados en cada uno de los dos dominios es constante, representa la diferencia de momentos magnéticos orientados en una dirección respecto de la contraria y, por lo tanto, es proporcional a la magnetización del grano simulado y, como la intensidad del campo sinusoidal aplicado es constante, la amplitud de las oscilaciones será proporcional a la permeabilidad en el medio. Para determinar esta superficie hemos verificado que es suficiente con utilizar el método del trapecio compuesto.

No obstante, antes de poder observar la desacomodación magnética se debe producir la desimanación del material. Con el fin de simular este proceso previo, se ha desarrollado un evento que redistribuye de forma aleatoria los defectos. Esto será equivalente a desanclar la pared del grano y desplazarlo una larga distancia hasta una zona donde los defectos no hayan sido influenciados por la pared, que es lo que ocurre al desmagnetizar un material aplicando un campo magnético alterno intenso. De la misma forma, también podremos reiniciar la posición de la pared en cualquier momento durante la simulación por medio de la interfaz del programa.

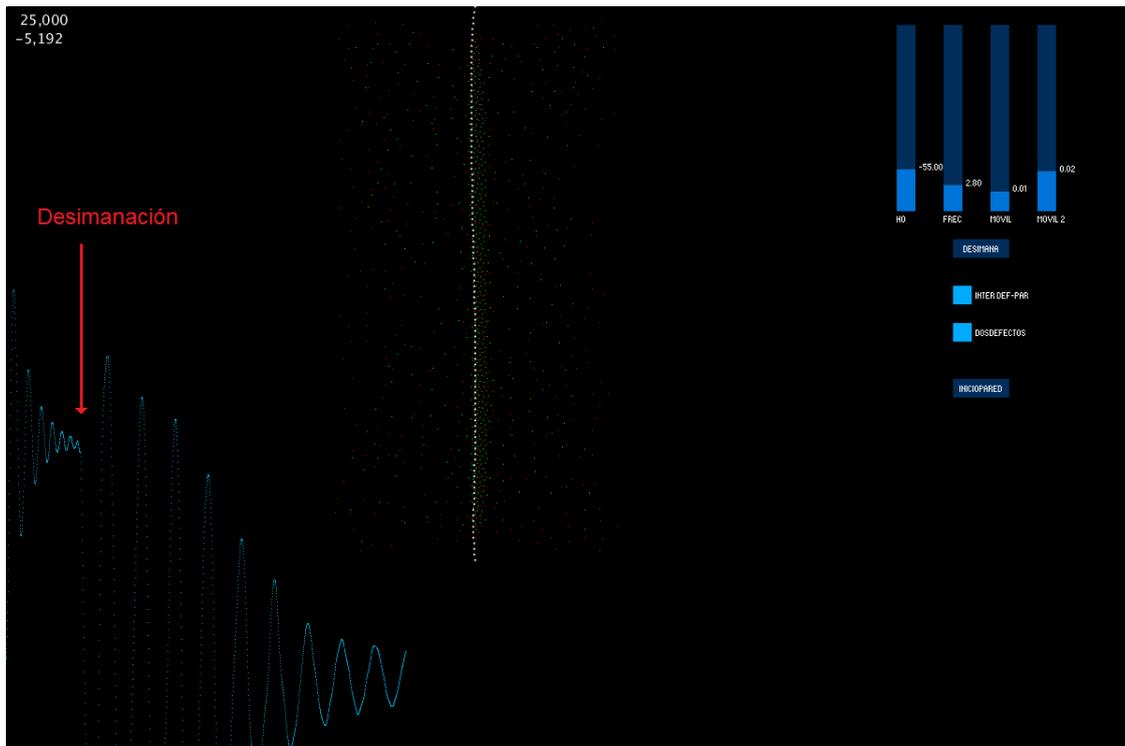


Figura 15: Simulación de la desacomodación magnética y la desimanación previa en el programa desarrollado.

El software empleado para el desarrollo de la simulación ha sido *Processing 3.5.4*. Como el objetivo que hemos perseguido en todo momento no ha sido más que relizar una simulación cualitativa del proceso de la desacomodación magnética con el que mostrar los mecanismos por los que puede suceder el fenómeno e interiorizar el comportamiento de las paredes de dominio y su interacción con los defectos estructurales móviles, se ha elegido este programa debido a su sencillez y a estar especializado en la producción de proyectos multimedia.

Por último, desarrollamos una interfaz con la que poder controlar los parámetros de los que depende el campo aplicado (intensidad y frecuencia) y la movilidad de los defectos, determinar la

existencia de uno o dos tipos de defectos y producir la desmagnetización y el reinicio de la posición de la pared. También implementamos una gráfica sencilla con la que poder observar el área que forma la pared con su posición inicial, proporcional a la imanación, en función del tiempo.

En la *Figura 16* podemos observar una simulación de la desacomodación magnética producida por la interacción de un tipo de defecto móvil con la pared de dominio. Cada punto rojo representa un defecto del material y los puntos blancos conforman la pared. En la zona inferior se encuentra, en azul, la representación cualitativa de la magnetización en el material en función del tiempo. Tomando la tangente a la función en la gráfica podemos ver cómo la permeabilidad magnética del material disminuye hasta estabilizarse con la reagrupación de los defectos en zonas adyacentes a la pared de dominio tras su desimanación, la cual no se visualiza en la *Figura 16*. En la esquina superior derecha se encuentra la interfaz de control.

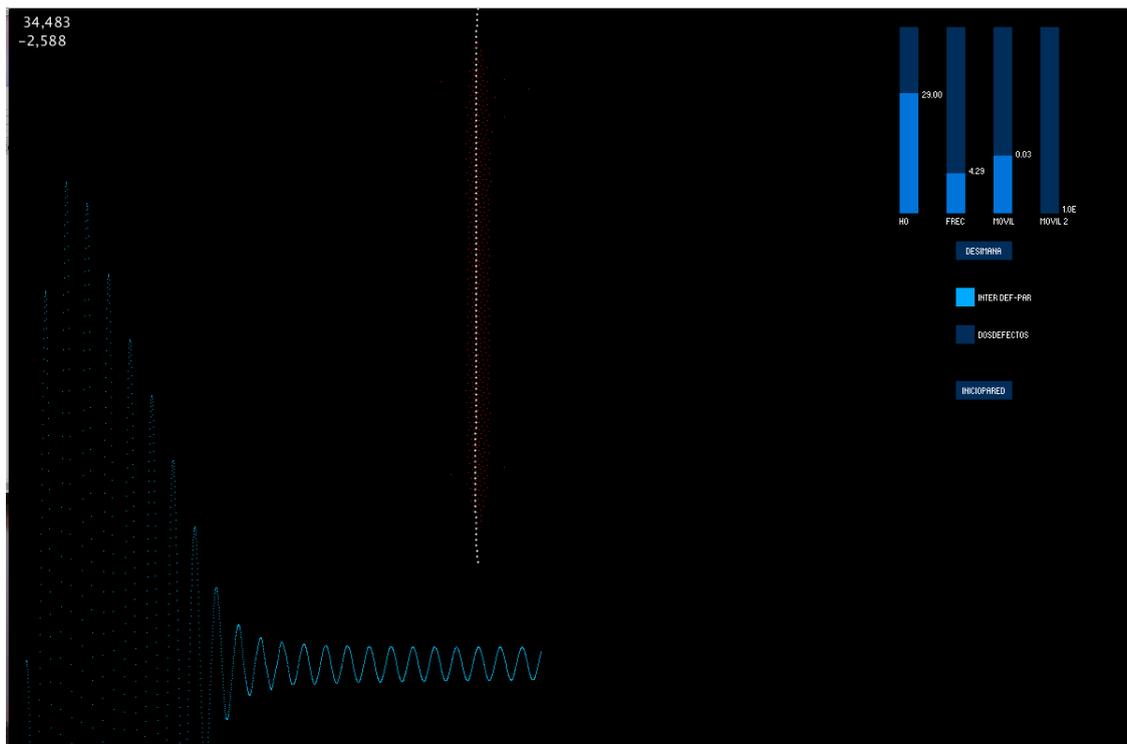


Figura 16: Simulación de la desacomodación magnética suponiendo la interacción de la pared de Bloch con un defecto estructural móvil.

En la *Figura 17* también encontramos una simulación de la desacomodación magnética, con valores de la movilidad de los defectos, frecuencia e intensidad del campo distintas. En este caso, el fenómeno se produce por la interacción de la pared de dominio con dos tipos distintos de defectos (rojo y verde).

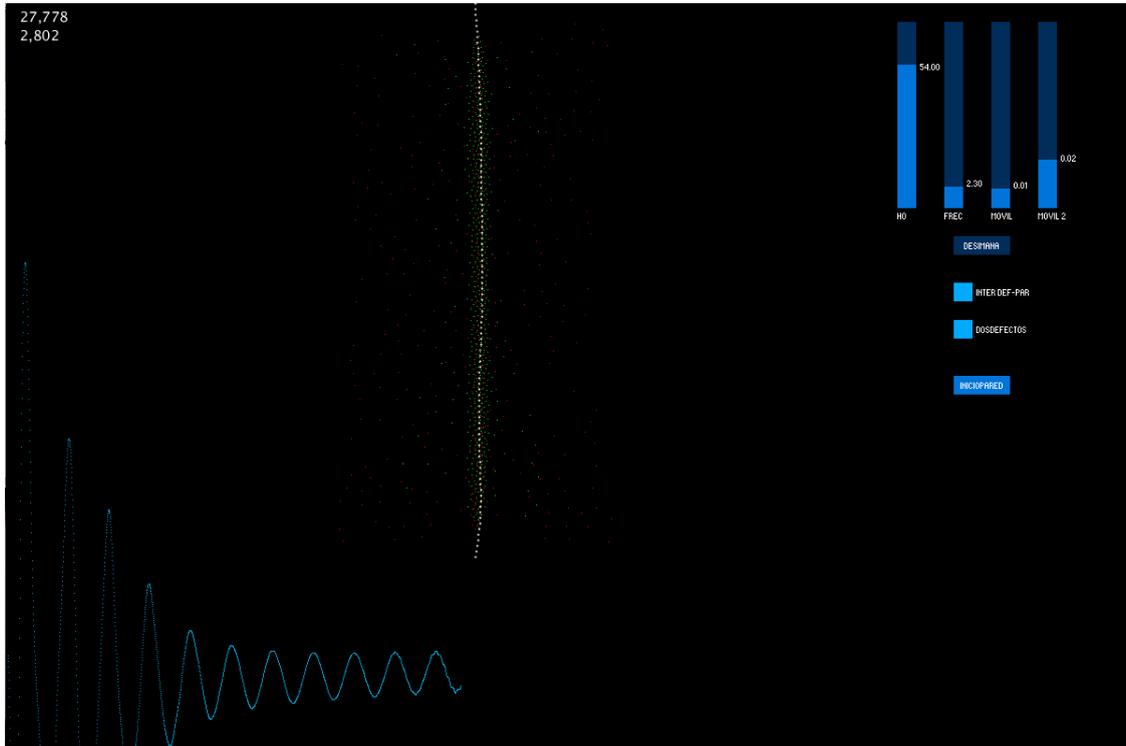


Figura 17: Simulación de la desacomodación magnética suponiendo la interacción de la pared de Bloch con dos defectos estructurales móviles.

Por lo tanto, hemos desarrollado un programa capaz de mostrar la desacomodación magnética como un proceso de interacción entre una pared de dominio y unos defectos móviles. Cabe decir que los parámetros que definen los mecanismos de interacción y sus tiempos están adaptados a una escala válida para su observación. Aunque los efectos de la desacomodación magnética puedan suceder durante un periodo desde segundos a años, los procesos internos que llevan a ella son, en general, mucho más rápidos. Este programa es una simulación cualitativa del fenómeno.

4. Técnicas de medida.

Para poder observar la desacomodación magnética en muestras ferromagnéticas o ferritas debemos obtener los valores de la permeabilidad magnética en función del tiempo. En nuestro caso el método elegido será una técnica inductiva basada en la medida de la inducción mutua de dos bobinas (*Apéndice B*). Los cambios en la inducción magnética, producidos por la variación de la permeabilidad en la muestra, debidos a la desacomodación magnética, darán lugar a un voltaje inducido que podremos medir. La bobina de medición será la más cercana a la muestra y, concéntricamente, se situará otra con la que, al aplicar un débil campo magnético alterno, produciremos la excitación de los paredes de dominio, como comentamos durante la *Sección 2.4*. Este campo será suficientemente débil para que nos encontremos dentro de la zona reversible de la curva de magnetización y tendrá una frecuencia típica de entre 1 a 5kHz. Con frecuencias superiores aparecen fenómenos asociados con las capacidades parásitas de las bobinas y la medida se dificulta. De esta forma, con los datos obtenidos del voltaje de la bobina de medición y la intensidad aplicada en la bobina de excitación podremos calcular la inducción mutua que será proporcional a la permeabilidad inicial de la muestra. Al obtener la inducción mutua de las bobinas podremos calcular la permeabilidad compleja, $\mu = \mu_r + j\mu_i$, y no su parte real como ocurre al medir la inducción de la bobina de medición. Además, así, evitamos que se incluyan en los resultados las pérdidas inductivas de la bobina, obteniendo unas medidas más precisas de la desacomodación magnética.

Sin embargo, previamente a la medida de las propiedades del material debemos proceder a su desimantación. Al desmagnetizar la muestra cambiamos la ubicación de la pared, pero no así la de los defectos, cuya movilidad es mucho menor y su interacción con la pared no será suficientemente intensa para que permanezcan ligados. De este modo, tras realizar la desmagnetización, la pared se encontrará en una zona con los defectos situados aleatoriamente y el proceso de estabilización se reiniciará. Cualquiera de los procedimientos de desmagnetización existentes es válido para poder observar la desacomodación magnética. En nuestro caso se ha utilizado un campo magnético alterno de no muy alta frecuencia ³, suficientemente intenso como para desanclar las paredes de los granos e inclusiones del material y desplazarlo. Este procedimiento se representa en la simulación como la redistribución de forma aleatoria de los defectos, lo que a efectos prácticos es lo mismo que el desplazamiento de la pared a una nueva región del material.

Debido a los mecanismos de difusión que producen la desacomodación magnética, ésta dependerá fuertemente de la temperatura. Por ello, el estudio de la desacomodación en una muestra magnética consistirá en la medida de la permeabilidad durante un periodo de tiempo en un rango de temperaturas, constituyendo un conjunto de curvas isotermas, $\mu(t, T)$, determinadas entre un tiempo t_0 y otro t_m , posteriores a la desmagnetización. La representación de los resultados mediante curvas isotermas es la adecuada a la hora de estudiar la dependencia temporal del proceso. Sin embargo, para estudiar su variación con la temperatura y analizar los mecanismos que componen el fenómeno se forman las denominadas *curvas isócronas*, $\mu(t_1, t_2, T)$ [23]. Esta técnica se basa en el filtrado de las curvas de permeabilidad isotermas por medio de una función $\omega(t) = \partial(t-t_1) - \partial(t-t_2)$, donde ∂ representa la delta de Dirac y t_1 y t_2 dos tiempos de medida entre t_0 y t_m . Si un proceso térmicamente activado se produce dentro del rango de temperaturas, se observará un valor máximo de la función filtrada $s(t_1, t_2, T)$ (*Ecuación 16*) a la temperatura a la que el tiempo de relajación sea cercano a $t_2 - t_1$ [28] (*Figura 18*). Por lo general, la desacomodación magnética se representará por medio del valor relativo de las curvas isócronas (*Ecuación 17*), no así de su valor absoluto.

³Debemos aplicar campos magnéticos con frecuencias mucho más bajas que las constantes de tiempo de movimiento de las paredes. A frecuencias más altas podemos excitar procesos de magnetismo atómico, como se aprovecha en la *resonancia magnética* (*Sección 2.1*).

$$s(t_1, t_2, T) = \int_{t_0}^{t_m} \mu(t, T) \omega(t) dt = \mu(t_1, T) - \mu(t_2, T) = \mu(t_1, t_2, T) \quad (16)$$

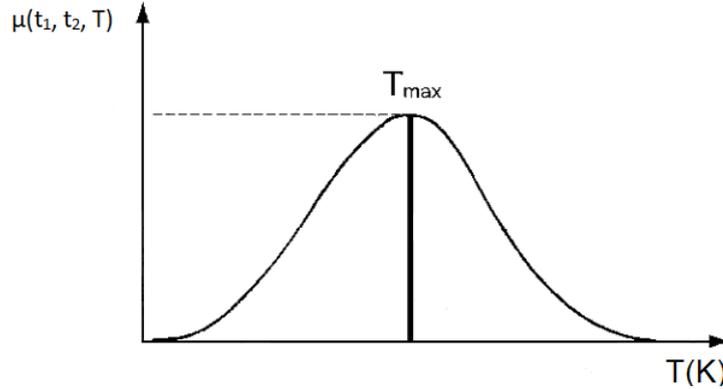


Figura 18: Ejemplo de una curva isócrona en la cual se produce un único proceso de relajación térmicamente activado en el rango de temperaturas medido o, en su defecto, varios procesos térmicamente activados con una constante de relajación muy similar. *Blythe, H. J. et all, A Review of the Magnetic Relaxation and Its Application to the Study of Atomic Defects in α - Iron and Its Dilute Alloys*[23].

$$DA(\%) = \frac{\mu(t_1, t_2, T)}{\mu(t_1, T)} \cdot 100 \quad (17)$$

A partir de estas curvas, con un tratamiento matemático adecuado, podemos extraer el espectro de los tiempos de relajación y energías de activación de los mecanismos encargados de producir la desacomodación magnética y, con ello, alcanzar una comprensión mayor de los procesos de magnetización, así como, el tipo, densidad y naturaleza de los defectos en la muestra. Tradicionalmente, para obtener las constantes de los mecanismos que conforman el fenómeno, se realiza el ajuste de la curva isócrona con una teórica en la que los mecanismos se representan como un conjunto de procesos con decaimiento exponencial (*Ecuación 18*) que, al tratarse de mecanismos térmicamente activados, varían con la temperatura siguiendo un comportamiento de tipo *Arrhenius* [29] (*Ecuación 19*), donde $\tau_i(T)$ es el tiempo de relajación del mecanismo i a la temperatura T , τ_{0i} es el menor tiempo de relajación del mecanismo, Q_i su energía de activación y k la constante de Boltzmann.

$$\mu(t_1, t_2, T) = \sum_i \Delta\mu_i \left[\exp\left(\frac{-t_1}{\tau_i(T)}\right) - \exp\left(\frac{-t_2}{\tau_i(T)}\right) \right] \quad (18)$$

$$\tau_i(T) = \tau_{0i} \cdot \exp\left(\frac{Q_i}{kT}\right) \quad (19)$$

En el caso de mecanismos con energías de activación suficientemente distintas se podrá extraer su naturaleza a simple vista [28]. En la práctica, la dispersión de las energías de activación de los

mecanismos no será muy amplia y no seremos capaces de obtener las constantes de los mecanismos de relajación (*Figura 19*). Para aumentar la sensibilidad del espectro, se puede recurrir al filtrado del espectro de Fourier de la representación isócrona [28] previamente al ajuste exponencial.

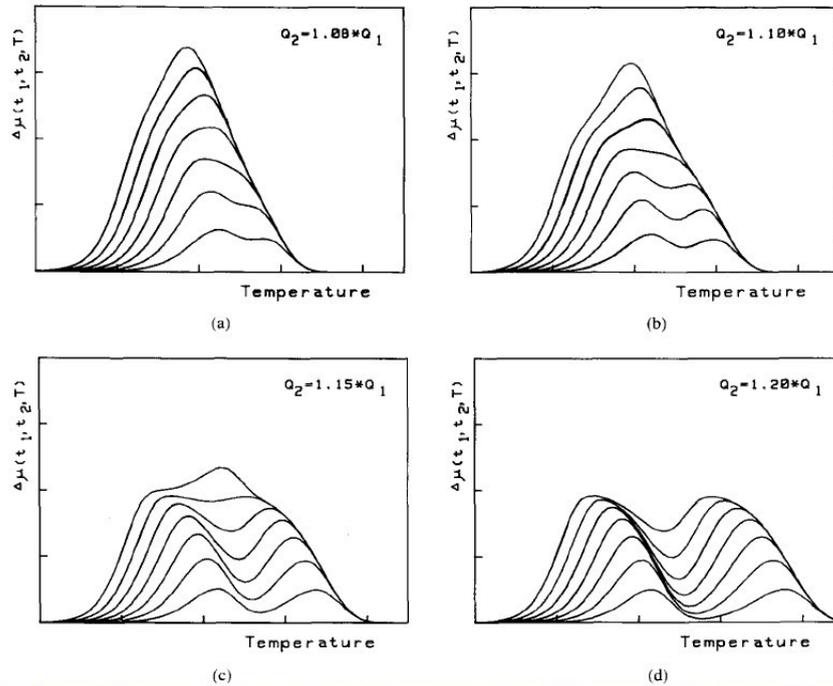


Figura 19: Espectro de relajación isócrono correspondiente a la superposición de dos procesos con decaimiento exponencial y diferentes energías de activación, Q_1 y Q_2 y misma amplitud. De Francisco, C. et al, *Data Processing for Magnetic Disaccommodation Spectroscopy* [28].

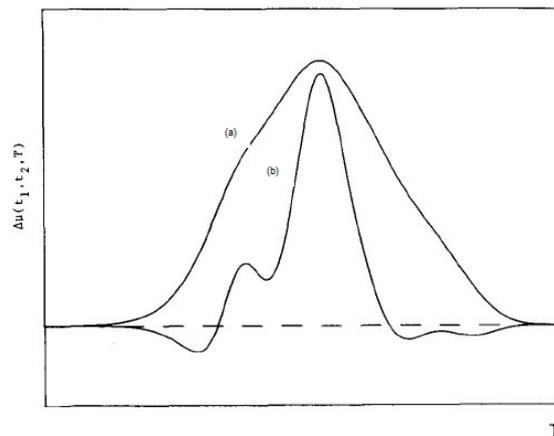


Figura 20: Espectro de relajación isócrono correspondiente a la superposición de dos procesos con decaimiento exponencial antes (a) y después del filtrado de Fourier (b). De Francisco, C. et al, *Data Processing for Magnetic Disaccommodation Spectroscopy* [28].

El ajuste de la representación isócrona por medio de mecanismos con decaimiento exponencial también acarrea problemas. El hecho de que las funciones exponenciales no sean ortogonales, hace que los resultados obtenidos ajustando la desacomodación magnética por medio de procesos con este tipo de comportamiento deban comprobarse cuidadosamente y compararse con los valores

conseguidos mediante otras técnicas [9]. Las funciones exponenciales no cumplen tampoco con el *criterio de Paley-Wiener*, que establece las condiciones necesarias y suficientes para que exista una función que describa la distribución de energía de un estado de relajación en un sistema, por lo que, una superposición de mecanismos con decaimiento exponencial no puede describir exactamente un fenómeno de relajación [30]. Por ello, se han propuesto otras estrategias, como el ajuste por medio de mecanismos con decaimiento temporal derivado de una distribución de tiempos de relajación *Gaussiana*, de *Frölich* [29] o con decaimiento exponencial extendido [30], manteniendo siempre la dependencia térmica de tipo Arrhenius que indica su naturaleza. A mayores, se han estudiado otros tipos de representaciones, como alternativa a la isoterma e isócrona, con las que poder extraer información sobre la muestra a estudiar. Siguiendo el procedimiento descrito para la obtención de curvas isócronas se han utilizado diferentes funciones de filtrado o se han estudiado los espectros de Fourier y Laplace [28].

5. Dispositivo experimental.

Históricamente se han utilizado dos métodos a la hora de medir la desacomodación magnética: por medio de un puente de impedancias o utilizando un circuito oscilador LC [23].

En el caso del *oscilador LC*, la muestra formará el núcleo de una bobina que será parte del circuito. Las variaciones en la permeabilidad, a razón de la desacomodación magnética, modificarán la frecuencia de resonancia del circuito. Midiendo este valor con un frecuencímetro podremos obtener la componente real de la permeabilidad en función del tiempo.

Por otro lado, el *puente de impedancias clásico* se basa en la variación de diversas impedancias de valor conocido con el fin de anular la intensidad que circula por un detector. Así, podemos cuantificar la impedancia problema que, en este caso, trata de una bobina de inductancia mutua cuyo núcleo está formado por la muestra a estudiar, al igual que en el caso del circuito oscilador. Los valores medidos de la inductancia de la bobina a lo largo del tiempo se pueden relacionar con la permeabilidad de la muestra y su variación.

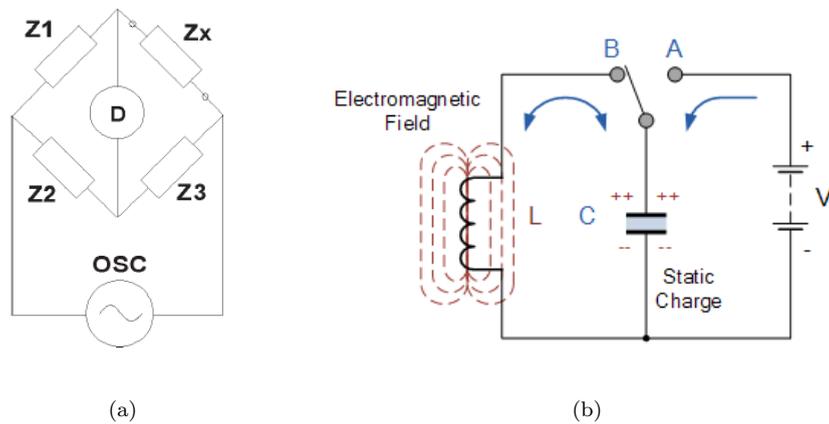


Figura 21: Esquemas de un puente de impedancias clásico (a) y un circuito oscilador LC básico (b). *Agilent Technologies, Agilent impedance measurement handbook* [31] y <https://www.electronicstutorials.us/oscillator/oscillators.html>.

La dificultad para automatizar el proceso de medida utilizando un puente de impedancias clásico ha causado la obsolescencia de este sistema. De este modo, el método resonante ha sido el más utilizado durante décadas. De hecho, la facilidad en la automatización del proceso no es su único punto a favor, la gran resolución de los frecuencímetros se traduce en una gran precisión en la medida de la permitividad magnética [23] y, por tanto, de la desacomodación. A esto se le une el módico precio al que se puede adquirir o construir un circuito oscilador LC. Sin embargo, este método de medida también tiene desventajas. Al cambiar la frecuencia del campo de medida para igualar la de resonancia, diversos procesos viscosos magnéticos variarán su respuesta. De esta forma, será difícil separar estos fenómenos de la desacomodación magnética al analizar los resultados.

En la actualidad existen diversos puentes de impedancias autobalanceados que automatizan este sistema de medida y han reemplazado los circuitos resonantes para medir la desacomodación magnética. Éste será el caso del sistema desarrollado en el trabajo, basado en un medidor LCR

automático *Keysight E4980A* que utiliza un puente autobalanceado para determinar impedancias.



Figura 22: Imagen del medidor LCR automático Keysight E4980A. <https://www.keysight.com/en/pd-715495-pn-E4980A/precision-lcr-meter-20-hz-to-2-mhz?cc=ESlc=eng>

Los puentes de impedancias autobalanceados están basados en la misma idea que los clásicos, comparan las propiedades eléctricas de la impedancia problema con las de una impedancia de valor conocido al aplicar una corriente por el circuito que forman. Concretamente, el puente de impedancias del *Keysight E4980A* (Figura 23) calcula la impedancia problema, DUT , como el cociente entre el voltaje aplicado en la muestra, V_x , y el que atraviesa la resistencia variable R_r ⁴, V_r . Para ello, equilibra la corriente I_x con I_r de forma que se mantenga a cero el potencial en L_p y L_c . De esto se encarga un generador de corriente ($OSC2$) junto con el detector de nulo (*Null detector*), cuya estructura varía dependiendo de si la medida se realiza a baja o a alta frecuencia [31].

Tras obtener los valores de V_r y V_x , la sección de detección de ratio de vector (*Vector ratio detector section* en la Figura 23) calcula la impedancia compleja problema. Un detector de fase conduce la fase de las señales de V_r y V_x a 0° y 90° , y un conversor analógico-digital (*conversor A/D*) digitaliza estos valores de forma que se pueda operar con ellos para obtener los componentes de la impedancia compleja [31].

No obstante, para poder obtener la máxima precisión posible en las medidas de la impedancia problema y, por tanto, de la desacomodación magnética, tiene tanta importancia el método utilizado como la forma en la que se conecte la muestra al sistema de medida. A la hora de realizar medidas precisas de impedancia hay que eliminar lo máximo posible las pérdidas producidas por los cables de medida y las resistencias de contacto. Cuando se trabaja con impedancias por debajo de $10k\Omega$, la conexión más eficiente es la *configuración a cuatro terminales* o de *Kelvin* [31]. En una conexión estándar a cuatro terminales (Figura 24) conseguimos que el camino de la corriente y del voltímetro sean independientes y no se midan las impedancias parásitas del cableado (representadas por $R2$, $R3$, $R4$ y $R5$). Por tanto, el voltímetro medirá la diferencia de potencial entre $R1$ y $L1$, que representan la bobina de medición, sin ser afectado por la caída de potencial en los terminales H_P y L_P , donde la corriente es nula por la alta resistencia del voltímetro y la acción del *detector de nulo*, respectivamente, ni la producida en los terminales H_C y L_C , aislados del voltímetro. Sin embargo, a los efectos producidos por la desacomodación magnética en la muestra a estudiar se sumarán las pérdidas en la bobina de medición.

Para poder medir los cambios en la permeabilidad de la muestra dejando de lado las pérdidas

⁴Esta resistencia variable hace la función de las impedancias de valor conocido en los puentes de impedancias clásicos, y también se utiliza para determinar el rango de medida de impedancias.

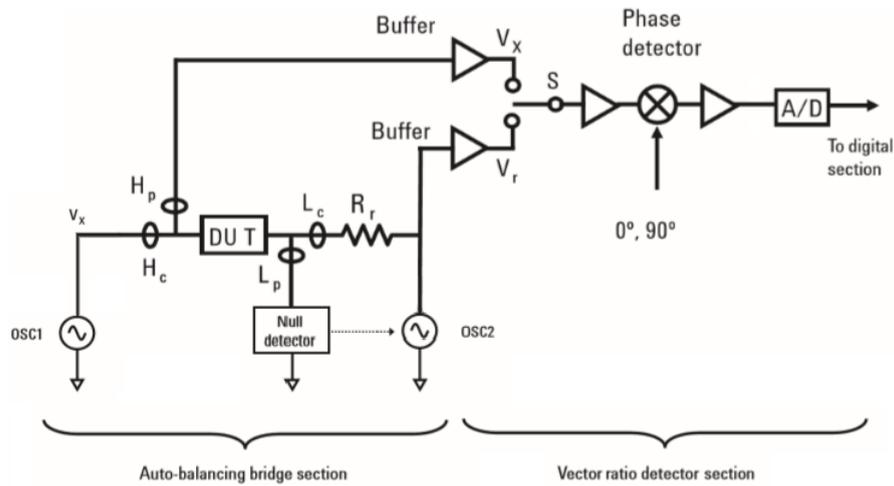


Figura 23: Esquema de funcionamiento del *Keysight E4980A*. *Agilent Technologies, Agilent impedance measurement handbook* [31].

de la bobina de medición, vamos a medir la inducción mutua de dos bobinas, como explicamos durante la *Sección 4*. El medidor LCR *Keysight E4980A* no mide inductancias mutuas oficialmente. Sin embargo, con una configuración correcta de las conexiones a las bobinas podemos conseguir esta magnitud. Por eso, es importante conocer bien el funcionamiento y la estructura interna del *Keysight E4980A* y las conexiones a las bobinas.

La configuración utilizada para medir la inductancia mutua de las bobinas es la mostrada en la *Figura 25*. Por la misma razón que en la conexión de Kelvin estándar, la medida del voltímetro no se verá afectada por las pérdidas en los cables de conexión ni por la resistencia del secundario, R_7 . Pero, en este caso, la corriente tampoco circulará por la bobina secundaria (bobina de medición) y el voltímetro mostrará la inductancia mutua de las dos bobinas dejando de lado las pérdidas producidas por la resistencia del primario, R_1 , y con un desfase de 90° respecto de la caída de voltaje en la resistencia variable, R_r .

Utilizando este sistema de medida podemos automatizar fácilmente el proceso, obteniendo una mayor precisión en el cálculo de la impedancia respecto del caso de una conexión estándar. Eliminando, a mayores, los problemas originados al utilizar frecuencia variable para medir la desacomodación magnética, como sucedía al emplear un circuito oscilador LC.

No obstante, antes de realizar las medidas de la desacomodación, el sistema desarrollado deberá llevar a cabo diversos procesos previos. El procedimiento que efectuará la máquina será el siguiente: en primer lugar, definirá y controlará la temperatura a la que se realicen las medidas. Tras ello, se desimanará la muestra; e inmediatamente después, se obtendrán los valores de las propiedades de la bobina en función del tiempo, cuyo núcleo estará formado por la muestra a estudiar, que se relacionarán con la permeabilidad magnética de la muestra. Este proceso se reiterará hasta haber obtenido los datos de la desacomodación magnética en el rango de temperaturas de interés.

De este modo, el dispositivo experimental puede dividirse en tres subsistemas: un primer módulo

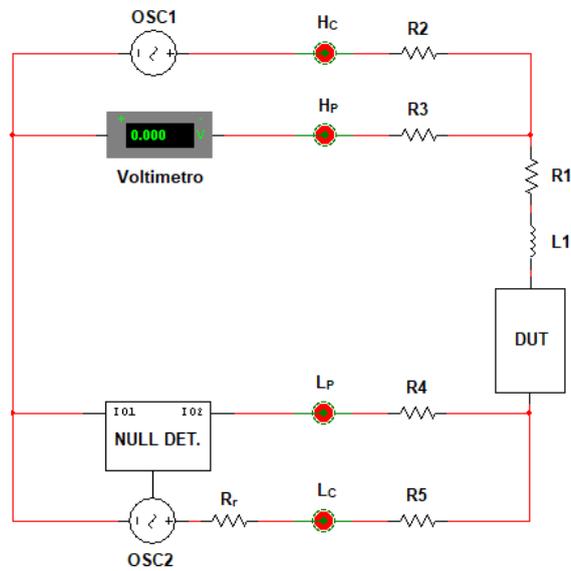


Figura 24: Esquema de la conexión de Kelvin estándar en el *Keysight E4980A*.

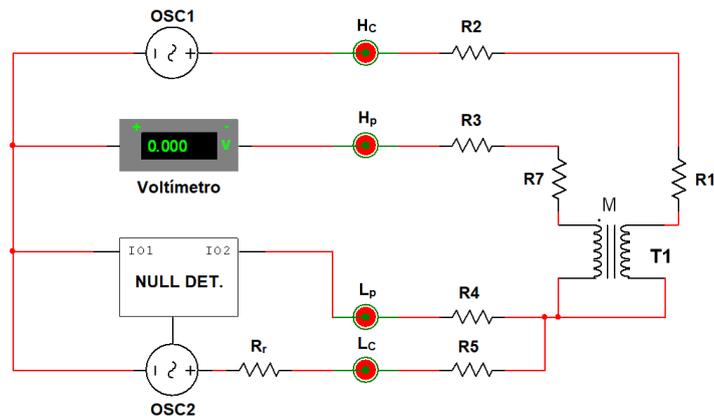


Figura 25: Esquema de la conexión realizada para medir la inductancia mutua con el *Keysight E4980A*.

que controlará la temperatura, el segundo, que se encargará de la desimación de la muestra y, por último, un tercero, sobre el que recaerá la obtención de las propiedades magnéticas, el cual hemos desarrollado al principio del apartado.

El módulo de desimación ha sido íntegramente desarrollado en el laboratorio de forma específica para la desimación de las muestras a utilizar en el estudio de su desacomodación.



Figura 26: Imagen del sistema de medición inicial desarrollado en el laboratorio, donde se puede observar el medidor LCR *Keysight E4980A* y la conexión de tipo Kelvin estándar, la bobina de medición, el microcontrolador *Maple Mini Board* encargado de generar la señal de desimantación y el sistema de relés encargado de la protección del sistema de medida.

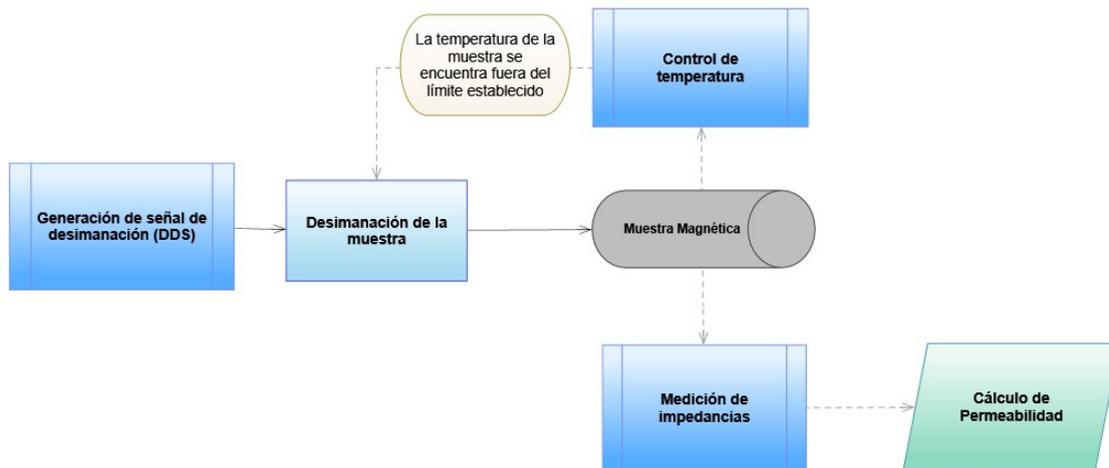


Figura 27: Esquema simplificado del sistema de medida y los procesos que se dan en él para la determinación de la desacomodación magnética a una temperatura definida.

La desmagnetización de un material magnético se puede realizar por medio de diversos métodos: aumentando su temperatura hasta superar el punto de Curie, sometiéndolo a esfuerzos mecánicos o aplicando un campo magnético alterno, principalmente. Suministrar calor a la muestra hasta su desmagnetización obliga a mantener la desimantación al disminuir la temperatura del material hasta la de medida, y la desmagnetización por medios mecánicos dificulta la reproducibilidad de las medidas entre muestras pudiendo llevar a su deformación o destrucción. Por lo tanto, en el sistema de medida desarrollado, la desmagnetización de las muestras se lleva a cabo por medio de campos magnéticos. De esta forma, producimos una señal eléctrica sinusoidal de intensidad variable, como la que podemos observar en la *Figura 28 (a)* que, aplicada a la bobina de desimantación, generará un campo magnético con la misma forma, desimantando el material a estudiar. Cada oscilación de la señal de desimantación hará que la muestra recorra un ciclo de histéresis que disminuirá en amplitud en cada periodo, al igual que la intensidad del campo magnético, hasta alcanzar una magnetización nula (*Figura 28 (b)*).

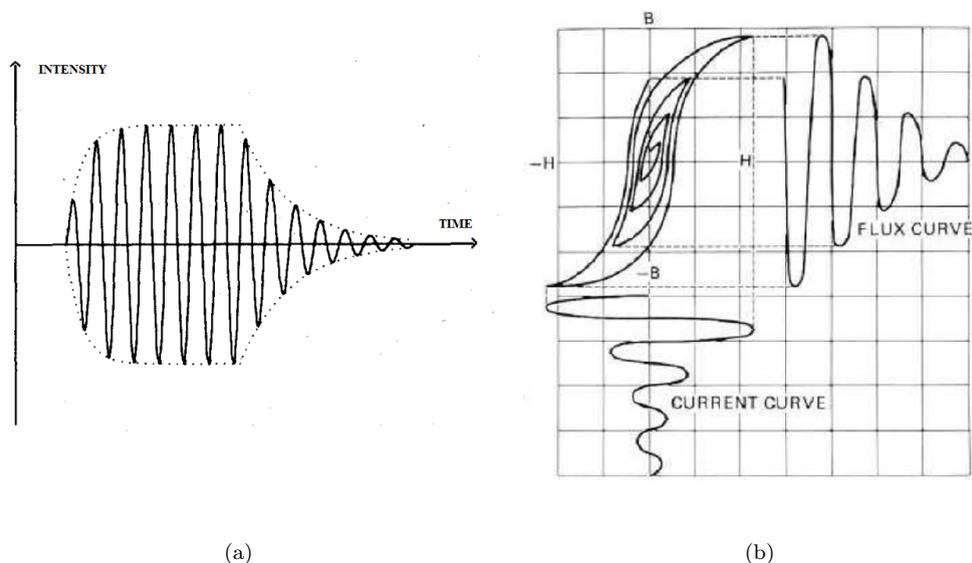


Figura 28: Forma de la señal generada para desimanar la muestra (a) y ciclos de histéresis recorridos en la muestra al aplicar el campo magnético de desmagnetización (b). C. De Francisco, *Automatic Disaccommodation Measuring System* [13] y http://chemical-biological.tpub.com/TM-1-1500-335-23/css/TM-1-1500-335-23_09.htm respectivamente.

La generación de la función de onda de desimanación se ha realizado por medio de un sistema de Síntesis Digital Directa (*DDS*). Éste es capaz de generar una señal analógica periódica con una gran resolución, en un amplio espectro y con una rápida respuesta frente a variaciones en la frecuencia demandada, a partir de métodos digitales y un conversor digital-analógico (*Conversor D/A*). A la hora de generar una función de tipo sinusoidal, el sistema *DDS* sigue el funcionamiento mostrado en la *Figura 29*. Partiendo de la frecuencia de emisión de pulsos del reloj de referencia, f_C , controlamos la frecuencia de la señal de salida definiendo el valor del término de sintonización, M . El acumulador de fase incrementará la magnitud de la fase guardada en M unidades cada instante que reciba un pulso del reloj de referencia. Así, al observar el valor almacenado por el acumulador de fase en función del tiempo, éste generará una señal periódica digital con forma de rampa que representa la fase de la función sinusoidal que se quiere generar. Se completa un ciclo de esta función rampa cada vez que se llene la memoria del acumulador de fase, lo que indica el fin de un ciclo senooidal. Por lo tanto, el proceso de llenado del acumulador de fase se producirá tantas veces como ciclos deseemos de la función seno.

Los valores de la fase almacenados pasarán a ser la amplitud de la función sinusoidal por medio del conversor de fase a amplitud, produciendo una señal digital con forma de seno. Finalmente, utilizando un conversor *D/A*, obtendremos la señal analógica.

De este modo, cuanto mayor valor demos a M , en menor tiempo se completará la memoria del acumulador de fase y mayor será la frecuencia de la señal sinusoidal generada, siguiendo la *Ecuación 20*, donde N es el número de bits del acumulador de fase y, por lo tanto, 2^N el tamaño de su memoria.

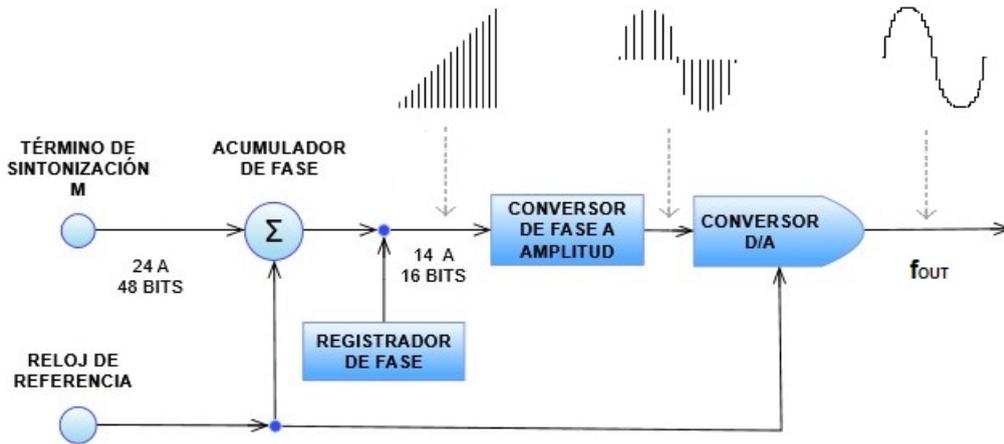


Figura 29: Esquema de funcionamiento de un sistema DDS para la generación de una onda sinusoidal.

$$f_{OUT} = \frac{M \cdot f_C}{2^N} \quad (20)$$

Sin embargo, la señal que nosotros pretendemos generar no es una sinusoidal pura (*Figura 28*), por lo tanto, se define una función α que modula la amplitud de la señal inicial. Esta función α parte de un valor inicial igual a la unidad y, tras un número de ciclos computacionales manteniéndose constante, disminuye en cada paso hasta tener una magnitud despreciable. Para ello, se define como el producto del anterior valor de α por 0.99. Cabe destacar que, tal y como hemos definido la función α , la señal que generamos no es exactamente igual a la que podemos observar en la *Figura 28*, ya que parte directamente del valor máximo sin que haya un aumento paulatino inicial de la amplitud de la función sinusoidal. No obstante, esta forma de onda generada es suficiente para realizar la desimanación de las muestras.

Después del desarrollo del sistema DDS cabe preguntarnos cuál es el límite en la frecuencia de las ondas que podemos generar. En principio, puede parecer que la frecuencia límite de señal que somos capaces de generar es la máxima a la que el reloj de referencia que usemos pueda emitir pulsos, $f_{C_{MAX}}$. Sin embargo, el *Teorema de muestreo de Nyquist* limita la frecuencia máxima de la señal generada a $f_C/2$, ya que, para reconstruir una señal necesitamos como mínimo dos muestras por ciclo. Es más, para eliminar el exceso de armónicos espectrales debidos al carácter digital inicial de la señal, es necesario implementar un filtro pasa baja, lo que implica que, en aplicaciones prácticas, la frecuencia máxima del DDS debe encontrarse un poco por debajo de la mitad de la frecuencia de emisión de pulsos del microcontrolador, de forma que los requerimientos de construcción del filtro sean razonables [32].

En nuestro caso, todas las funciones del sistema DDS las llevará a cabo un microcontrolador *STM32F108* de 32 bits que podrá ser controlado a través de un puerto USB mediante comandos SCPI. La frecuencia de emisión de pulsos de referencia, f_C , ha sido definida como 40 kHz, muy por

debajo de la frecuencia máxima de muestreo del microcontrolador, 72MHz, pero suficiente como para generar las señales deseadas sin problemas. De esta forma, podremos generar señales de hasta poco menos de 20kHz, teniendo en cuenta las restricciones del párrafo anterior.

Tras la generación de la señal y su filtrado, ésta se dirige a un amplificador de corriente. De este modo, obtenemos una señal lo suficientemente intensa como para generar campos magnéticos que desmagneticen tanto muestras duras como blandas al pasar por la bobina desimanadora. En el caso de la desmagnetización en muestras blandas, nuestro sistema está diseñado para poder utilizar la bobina que aplica el campo magnético durante el proceso de medida para desmagnetizar el material. La intensidad necesaria de los campos magnéticos para desmagnetizar las muestras se deberá cuantificar experimentalmente para cada familia de muestras a estudiar.

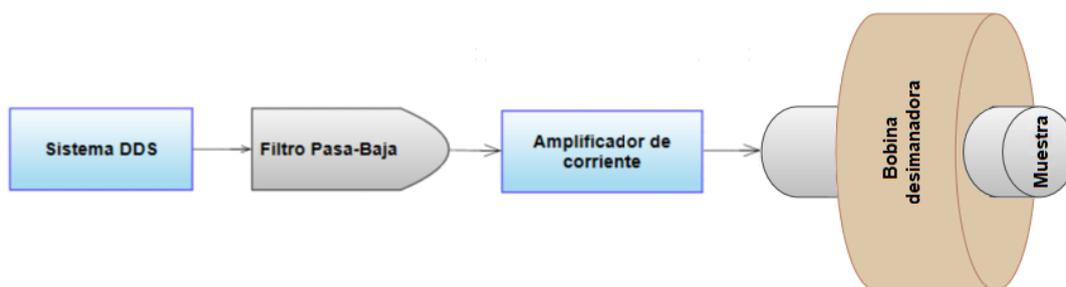


Figura 30: Esquema del sistema de desimanación.

Para terminar con el módulo de desimanación, debemos identificar en qué situaciones puede peligrar el sistema realizado. Teniendo esto en mente, se desarrolló un sistema de relés que evita que la bobina de medición y la desimanadora estén conectadas a la vez. De esta forma, evitamos que corrientes inducidas en la bobina de medición por los campos magnéticos de desimanación dañen el medidor LCR *Keysight E4980A*. A su vez, se encargará de conectar la bobina intermedia para aplicar el campo magnético de medida o la señal de desmagnetización de muestras magnéticamente blandas. Este sistema estará controlado también por el microcontrolador *STM32F108*.

Como ya hemos comentado, debido a que la movilidad de los defectos materiales móviles varía con la temperatura, la desacomodación magnética también lo hace y, por ello, debemos mantener la muestra estable a la temperatura deseada durante el proceso de medida. Para ello, disponemos de un sistema de adquisición de datos *Keysight 34970A* configurado como un termómetro digital y un controlador de temperatura *Oxford Instruments MercuryiTC*, con el que manipularemos el criostato *Optistat DN*, donde se encontrará la muestra.

El *Optistat DN* es un criostato basado en el intercambio de calor entre nitrógeno líquido y un gas de intercambio (en este caso helio) donde se encuentra la muestra. Consta de tres compartimentos cilíndricos concéntricos, como podemos observar en la *Figura 32*: el cilindro exterior se encarga de aislar térmicamente el resto de compartimentos de las condiciones del laboratorio, por ello está conectado con una bomba de vacío que deberemos activar siempre que se realicen medidas; en el



Figura 31: Imagen del controlador de temperatura *MercuryITC*. <https://nanoscience.oxinst.com/products/control-electronics/mercuryitc>

cilindro intermedio se encuentra el nitrógeno líquido, que determina la temperatura mínima a la que se puede encontrar la muestra y, por último, en el cilindro interno se halla el helio gaseoso. Este último puede dividirse en dos partes: la zona superior, que se encuentra en contacto con el nitrógeno líquido, y la inferior, donde se sitúa la muestra y dos calefactores, uno externo y otro interno. Un capilar suministrará nitrógeno líquido desde el recipiente intermedio hasta la zona del calefactor externo [33]. Controlando el flujo de nitrógeno por medio de válvulas externas y la potencia de los calefactores podremos variar la temperatura de la muestra, siempre por medio del gas de intercambio que ayudará a que esta variación sea homogénea en la muestra.

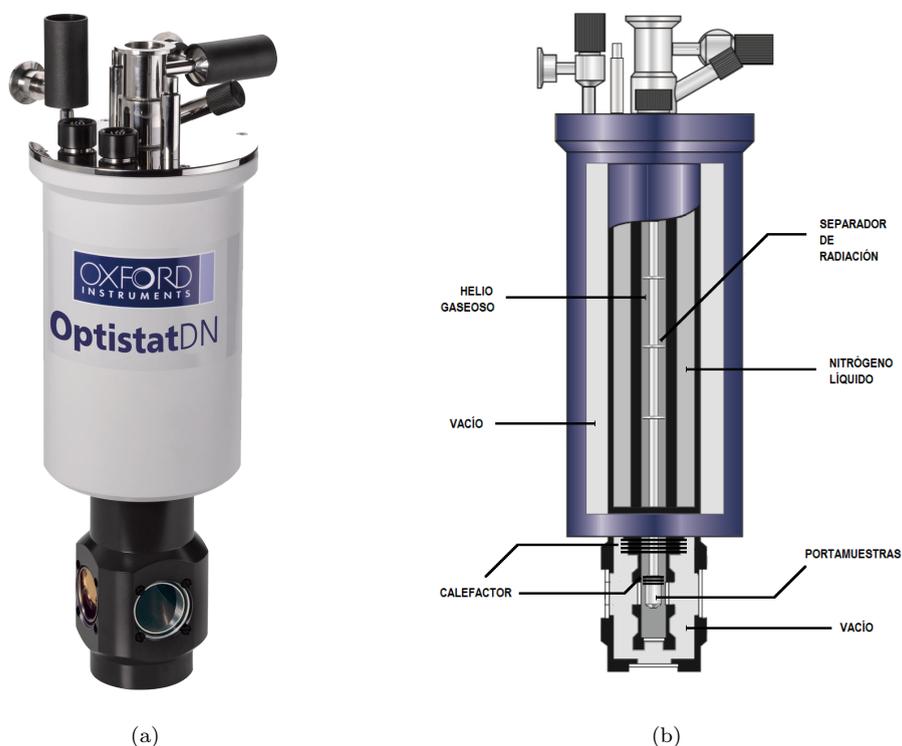


Figura 32: Imagen (a) y esquema (b) del criostato *OptistatDN*. <https://nanoscience.oxinst.com/products/cryostats-for-spectroscopy/optistatdn>

En la práctica, determinaremos el menor flujo de nitrógeno líquido capaz de conseguir la temperatura mínima en el criostato y lo mantendremos de forma constante. En principio suponemos que el tanque de nitrógeno es muy grande, de forma que no va a variar el nivel de nitrógeno durante las medidas y, por ello, no se va a ver afectada la velocidad de flujo en ese periodo. De esta forma, podremos controlar la temperatura de la muestra variando únicamente la potencia de los calefactores, siendo posible automatizar este proceso fácilmente.

Con este sistema podemos mantener la muestra a temperaturas entre 77,3 y 300 K. Sin embargo, con pequeñas modificaciones en el criostato podemos trabajar hasta temperaturas de 500 K. El criostato *Optistat DN* está diseñado para poder realizar experimentos mediante técnicas ópticas. En nuestro caso no se va a realizar ninguna medida de este tipo, por lo tanto, se pueden retirar las ventanas de acceso óptico en el portamuestras, cuyo sello limita la temperatura máxima que puede alcanzar el criostato, e intercambiarlas por paredes de acero selladas con cobre. De esta forma, la temperatura máxima que podemos alcanzar será de unos 500 K, por encima de la cual los sensores utilizados empiezan a fallar. Sin embargo, este cambio en el criostato *Optistat DN* no pudo llevarse a cabo debido a las restricciones en la universidad durante este curso.

Finalmente, para poder controlar la temperatura a la que se encuentra la muestra en el cilindro interior, a su altura, se sitúa un detector de temperatura por resistencia (*RTD Pt100*) conectado al *Keysight 34970A*. Este enviará los datos de la temperatura de la muestra al *Oxford Instruments MercuryiTC*, de forma que pueda aumentar o disminuir la potencia de los calefactores en el criostato para que ésta llegue a la temperatura indicada de la forma más eficiente posible. Cómo suministre esta potencia al criostato dependerá del algoritmo de control Proporcional Integral Derivativo (*PID*) que rija el controlador de temperatura. Pese a que el *Oxford Instruments MercuryiTC* tiene integrado de serie un sistema *PID*, decidimos elaborar un algoritmo propio del que pudiéramos tener un control total, considerando que al ser más moldeable se podría ajustar con mayor facilidad a las necesidades del experimento. Pero, debido a la suspensión de la actividad presencial en la universidad, su desarrollo se detuvo.

Por último, tras el desarrollo de los módulos que componen el sistema, utilizamos el software *Keysight VEE Pro 9.33* para ejercer un control global a distancia sobre ellos y, así, automatizar el proceso de medida. De esta forma, podemos controlar el estado de los instrumentos utilizados y el orden y la forma en la que actúan para que todo suceda tal y como hemos explicado durante este apartado.



Figura 33: Imagen del sistema global en el que se puede observar el medidor LCR *Keysight E4980A*, el criostato *Optistat DN*, el controlador de temperatura *Oxford Instruments MercuryiTC* y el sistema de adquisición de datos *Keysight 34970A* y sus interconexiones. En la imagen no se encuentra ni el módulo de desimantación ni las conexiones y la bobina de medición.

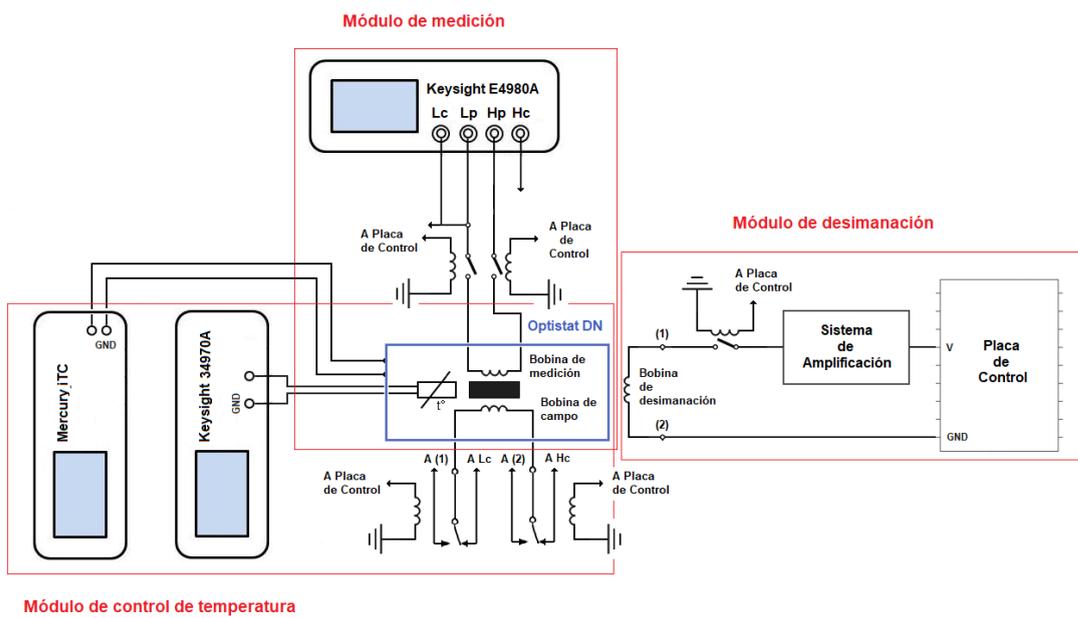


Figura 34: Esquema simplificado del sistema total. En el podemos ver los tres módulos que lo conforman y el sistema de relés.

6. Discusión de los resultados.

El desarrollo de este Trabajo de Fin de Grado se ha visto obstaculizado por la declaración del estado de alarma el 14 de marzo de 2020 y las restricciones durante el resto del curso 2019/20. De esta forma, no fue posible continuar con la construcción del sistema de medida. Ésta es una manera evidente de mejorar el trabajo, ya que se habría completado con el desarrollo del sistema *PID*, la modificación del criostato *Optistat DN*, la construcción del sistema final para la medida de la inducción mutua y la comprobación del funcionamiento del sistema global con la medida de la desacomodación magnética en unas muestras de prueba. No obstante, se ha expuesto el diseño del sistema de medida y se ha recopilado todo el trabajo que se llevó a cabo.

Por otro lado, hemos visto cómo el programa de simulación desarrollado es una valiosa herramienta para la visualización del comportamiento de las paredes de dominio, su interacción con las impurezas móviles y el fenómeno que nos concierne. Incluso hemos expresado la posibilidad de utilizarlo como material docente en diversas asignaturas del grado. Sin embargo, existen varios cambios que se pueden implementar para mejorar su funcionamiento. Tal y como funciona el programa presentado puede trabajar con el mismo número de una o dos clases de defectos. Podríamos presentar un mayor número de situaciones si añadiéramos la posibilidad de representar un mayor número de defectos distintos y se pudiera definir mediante la interfaz de control el número de cada tipo de defectos y la intensidad de la interacción entre cada clase, así como dentro del mismo tipo de defectos.

Para mejorar el funcionamiento de la simulación cuando la mayoría de los defectos se encuentran en zonas cercanas a la pared podríamos sustituir el algoritmo de integración RK4 clásico por uno *de paso variable* [27]. De esta manera, se ejecutarán un mayor número de pasos computacionales cuando se produzca esta situación y pequeñas variaciones en la posición de los defectos y la pared alteren en gran medida las fuerzas aplicadas.

7. Conclusiones

Durante este trabajo hemos estudiado qué es la desacomodación magnética en la materia, cómo observarla experimentalmente y hemos diseñado y avanzado en la construcción de un sistema para su medida. Para ello, empezamos estudiando los conceptos básicos del magnetismo en la materia, desde el origen del magnetismo atómico hasta la aparición de los fenómenos derivados de la interacción de las paredes de dominio con los defectos estructurales en los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos, entre los que se encuentra la desacomodación magnética. Este concepto se ve reforzado por un programa capaz de simular la interacción de una pared de Bloch con los defectos móviles de un hipotético material magnético ordenado y mostrar, así, la desacomodación magnética. A continuación, describimos la técnica utilizada para medir este fenómeno con el sistema desarrollado y comentamos varios tratamientos matemáticos realizados históricamente sobre los datos obtenidos para conseguir los parámetros de los que dependen los mecanismos causantes de este fenómeno. Por último, describimos el sistema de medida, su funcionamiento y la construcción de cada uno de los módulos que lo componen.

Hemos partido de un conjunto de mecanismos microscópicos que podemos relacionar con un fenómeno físico dependiente de una magnitud macroscópica, la permeabilidad magnética. A partir de este fenómeno hemos relacionado esta magnitud con otra que seamos capaces de cuantificar directamente, la inducción mutua entre dos bobinas. A la hora de medir experimentalmente un fenómeno es importante comprender bien estos tres niveles. Es necesario entender la inducción mutua y el sistema utilizado para su medida a fin de diferenciar qué cambios se producen por una variación de la permeabilidad magnética del núcleo y que fuentes de error pueden estar modificando la medida. De la misma forma, es necesario estudiar el comportamiento de los materiales magnéticos ordenados y cómo afectan a la permeabilidad magnética de una muestra para poder discernir entre los procesos que generan la desacomodación magnética.

La desacomodación magnética es un fenómeno prácticamente desconocido fuera del ámbito de la investigación de materiales magnéticos. Pese a ello, hemos visto que puede ser una técnica eficaz para el estudio de la microestructura y los defectos estructurales de cualquier sustancia ferromagnética o ferrita e, incluso, tiene gran relevancia en ciertas industrias para minimizar el error y garantizar la estabilidad en las propiedades de sus productos.

Calcular la permeabilidad magnética de las muestras por medio de la medida de la inductancia mutua entre dos bobinas concéntricas diferencia nuestro sistema de medida del utilizado anteriormente por el grupo de Materiales Magnéticos y de otros muchos que cuantifican la autoinducción de una única bobina. De esta forma, seremos capaces de obtener la permeabilidad magnética compleja de la muestra con una mayor precisión, dejando de lado las pérdidas en la bobina de medición.

Referencias

- [1] F. Preisach. On the magnetic aftereffect. *IEEE Transactions on Magnetics*, 53:1–11, 03 2017.
- [2] A. Yanase. Mechanism of disaccommodation in ferrite. *Journal of the Physical Society of Japan*, 17(6):1005–1011, 1962.
- [3] H. Ji, Z. Lan, Z. Yu, K. Sun, and L. Li. Influence of sn-substitution on temperature dependence and magnetic disaccommodation of manganese–zinc ferrites. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(14):2121 – 2124, 2009. Current Perspectives: Modern Microwave Materials.
- [4] P. Hernandez-Gomez, X. Liu, J.M. Muñoz, C. Torres, and O. Alejos. Influence of la substitutions on the magnetic after-effect in hexaferrites and garnets. *Journal of Physics: Conference Series*, 903:012044, 10 2017.
- [5] C. Kussbach, Reiko Turtelli, C. Kuss, and D. Holzer. Magnetostriction and disaccommodation in fe 85b 15. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials - J MAGN MAGN MATER*, 160:293–294, 07 1996.
- [6] K. Ohta, T. Matsuyama, M. Kajiuura, and T. Teranishi. Disaccommodation of magnetic permeability and induced anisotropy in amorphous fe-co alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 19(1):165 – 167, 1980.
- [7] P. Hernandez-Gomez, J.M. Muñoz, M. Graça, and M. Valente. Magnetic after-effects in ni ferrite nanoparticles. *Materials Letters*, 225, 04 2018.
- [8] M. Muroi, J. Cochrane, and G. Russell. Disaccommodation in lamno3.075. *Physical Review B - PHYS REV B*, 62, 10 2000.
- [9] O. Alejos, C. Francisco, J.M. Muñoz, P. Hernandez-Gomez, C. Torres, J. Íñiguez, and L. Torres. Magnetic disaccommodation in aluminium ferrites. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials - J MAGN MAGN MATER*, 202:141–149, 06 1999.
- [10] Fundación COTEC para la innovación tecnológica. Materiales magnéticos. Technical report, Fundación COTEC para la innovación tecnológica, 2003.
- [11] U. Enz. *Ferromagnetic Materials, vol. 3*. North-Holland Publishing Company, 2nd edition, 1982.
- [12] S. P. C. Filho, M. Knobel, J. P. Sinnecker, R. Turtelli, and M. Vázquez. Disaccommodation measurements in amorphous wires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials(The Netherlands)*, 104:105–106, 02 1992.
- [13] C. De Francisco, J. I. Íñiguez, J. M. Muñoz, and J. Ayala. Automatic Disaccommodation Measuring System. *IEEE Transactions on Magnetics*, 23(3):1866–1868, 1987.
- [14] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to magnetic materials*. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition, 2009.
- [15] A. Goldman. *Modern Ferrite Technology*. Springer, 2nd edition, 2006.
- [16] J. A. Weil and J. R. Bolton. *Electron Paramagnetic Resonance: Elementary Theory and Practical Applications*. John Wiley Sons, Inc, 2nd edition, 2007.
- [17] R. Grün and C. B. Stringer. Electron spin resonance dating and the evolution of modern humans. *Archaeometry*, 33:153 – 199, 1991.
- [18] J. M. Ziman. *Principles of the theory of solids*. Cambridge University Press, 2nd edition, 1972.

- [19] D. Jiles. *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. SPRINGER-SCIENCE+BUSINESS MEDIA, B. V., 1st edition, 1991.
- [20] U.S. Department of Energy. Doe fundamentals handbook, material science. Technical report, Washington, D.C., 1993.
- [21] K. H. J. Buschow. *Handbook of Magnetic Materials, Volume 8*. Elsevier, 1995.
- [22] P. Heitjans and J. Kärger. *Diffusion in condensed matter: methods, materials, models*. Springer, 2005.
- [23] H. Blythe, H. Kronmüller, A. Seeger, and F. Walz. A review of the magnetic relaxation and its application to the study of atomic defects in alpha-iron and its diluted alloys. *physica status solidi (a)*, 181:233 – 345, 10 2000.
- [24] A. González Arias, A. del Cueto, J. M. Muñoz, and C. de Francisco. About vacancy and fe2+ contents in liznti ferrites. *Materials Letters*, 37:187–191, 11 1998.
- [25] A Fox. Disaccommodation in manganese-zinc ferrite. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 4:1239, 05 1971.
- [26] K. Bendimya, C. Francisco, P. Hernandez-Gomez, O. Alejos, and J.M. Muñoz. The magnetic disaccommodation in titanium doped magnetite. <http://dx.doi.org/10.1051/jp4:19971250>, 7, 03 1997.
- [27] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*.
- [28] C. De Francisco, J. I. Iñiguez, and J. M. Muñoz. Data Processing for Magnetic Disaccommodation Spectroscopy. *IEEE Transactions on Magnetics*, 25(6):4413–4420, 1989.
- [29] D. Martínez, I. López-Cabido, and J. Castro Neto. A note on the magnetic after-effect in magnetite at room temperature. is there more than one relaxation process? *physica status solidi (a)*, 134:K33 – K36, 11 1992.
- [30] O. Alejos, C. Francisco, P. Hernandez-Gomez, K. Bendimya, and J.M. Muñoz. Stretched-exponential approach in relaxing systems. *Applied Physics A*, 63:471–474, 11 1996.
- [31] Agilent Technologies. Agilent impedance measurement handbook: A guide to measurement technology and techniques. Technical report, Agilent Technologies, 2013.
- [32] Analog Devices. A technical tutorial on digital signal synthesis. Technical report, Analog Devices, Inc, 1999.
- [33] M. N. Jirmanus. Introduction to laboratory cryogenics. Technical report, Janis Research Company, Inc, 1990.
- [34] IEEE Magnetics Society. Magnetic units. https://www.ieemagnetics.org/index.php?option=com_content&view=article&id=118&Itemid=107. Último acceso: 13/09/20.

Índice de figuras

1.	Ejemplo de la cuantización del momento angular en una átomo con valor $J = 2$. <i>Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials</i> [14].	6
2.	Magnetización espontánea en un material ferromagnético. <i>Ziman, J. M., Principles of the theory of solids</i> [18].	8
3.	Distribución de momentos magnéticos en ausencia de campo magnético en los distintos materiales magnéticos ordenados.	9
4.	Interacción de canje indirecto en un óxido iónico. <i>Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials</i> [14].	10
5.	Estructura de una pared de Bloch de 180° . <i>Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials</i> [14].	12
6.	Proceso de magnetización de un material ferromagnético o ferrimagnético desde el estado desmagnetizado (a) a la saturación (d), pasando por la magnetización parcial por medio del crecimiento de dominios (b), la rotación irreversible de la magnetización de los dominios hacia las zonas de fácil magnetización más cercanas al campo aplicado (c), hasta la rotación reversible y la saturación. <i>Jiles, D., Introduction to Magnetism and Magnetic Materials</i> [19].	13
7.	Estructura de un material policristalino. <i>U.S. Department of Energy, DOE Fundamentals Handbook Material Science</i> [20].	14
8.	Pared anclada en un grano y curvatura al aplicar un campo en el modelo de Globus. <i>Buschow, K. H. J., Handbook of Magnetic Materials, Volume 8</i> [21].	14
9.	Paso de un pared de dominio a través una inclusión de gran tamaño. <i>Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials</i> [14].	15
10.	Ciclo de histéresis principal y ciclos menores. <i>Goldman, A., Modern Ferrite Technology</i> [15].	16
11.	Curva anhisterética. <i>Jiles, D., Magnetism and Magnetic Materials</i> [19].	17
12.	Variación de la inducción magnética en un material conductor al aplicar un campo magnético con forma de escalón. <i>Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials</i> [14].	19

13.	Medida de la permeabilidad del hierro con impurezas de carbón a varias temperaturas en función del tiempo tras la desmagnetización de la muestra. <i>Cullity, B. D. and Graham, C. D., Introduction to magnetic materials</i> [14].	20
14.	Representación de la fuerza atractiva entre defectos y pared en función de Δx , para $\Delta y = 0$	22
15.	Simulación de la desacomodación magnética y la desimanación previa en el programa desarrollado.	23
16.	Simulación de la desacomodación magnética suponiendo la interacción de la pared de Bloch con un defecto estructural móvil.	24
17.	Simulación de la desacomodación magnética suponiendo la interacción de la pared de Bloch con dos defectos estructurales móviles.	25
18.	Ejemplo de una curva isócrona en la cual se produce un único proceso de relajación térmicamente activado en el rango de temperaturas medido o, en su defecto, varios procesos térmicamente activados con una constante de relajación muy similar. <i>Blythe, H. J. et al, A Review of the Magnetic Relaxation and Its Application to the Study of Atomic Defects in α - Iron and Its Dilute Alloys</i> [23].	27
19.	Espectro de relajación isócrono correspondiente a la superposición de dos procesos con decaimiento exponencial y diferentes energías de activación, Q_1 y Q_2 y misma amplitud. <i>De Francisco, C. et al, Data Processing for Magnetic Disaccomodation Spectroscopy</i> [28].	28
20.	Espectro de relajación isócrono correspondiente a la superposición de dos procesos con decaimiento exponencial antes (a) y después del filtrado de Fourier (b). <i>De Francisco, C. et al, Data Processing for Magnetic Disaccomodation Spectroscopy</i> [28].	28
21.	Esquemas de un puente de impedancias clásico (a) y un circuito oscilador LC básico (b). <i>Agilent Technologies, Agilent impedance measurement handbook</i> [31] y https://www.electronics-tutorials.ws/oscillator/oscillators.html	30
22.	Imagen del medidor LCR automático Keysight E4980A. https://www.keysight.com/en/pd-715495-pn-E4980A/precision-lcr-meter-20-hz-to-2-mhz?cc=ESlc=eng	31
23.	Esquema de funcionamiento del <i>Keysight E4980A</i> . <i>Agilent Technologies, Agilent impedance measurement handbook</i> [31].	32
24.	Esquema de la conexión de Kelvin estándar en el <i>Keysight E4980A</i>	33

25.	Esquema de la conexión de realizada para medir la inductancia mutua con el <i>Keysight E4980A</i>	33
26.	Imagen del sistema de medición inicial desarrollado en el laboratorio, donde se puede observar el medidor LCR <i>Keysight E4980A</i> y la conexión de tipo Kelvin estándar, la bobina de medición, el microcontrolador <i>Maple Mini Board</i> encargado de generar la señal de desimanación y el sistema de relés encargado de la protección del sistema de medida.	34
27.	Esquema simplificado del sistema de medida y los procesos que se dan en él para la determinación de la desacomodación magnética a una temperatura definida.	34
28.	Forma de la señal generada para desimanar la muestra (a) y ciclos de histéresis recorridos en la muestra al aplicar el campo magnético de desmagnetización (b). <i>C. De Francisco, Automatic Disaccommodation Measuring System</i> [13] y http://chemical-biological.tpub.com/TM-1-1500-335-23/css/TM-1-1500-335-23209.htm respectivamente.	35
29.	Esquema de funcionamiento de un sistema DDS para la generación de una onda sinusoidal.	36
30.	Esquema del sistema de desimanación.	37
31.	Imagen del controlador de temperatura <i>MercuryTC</i> . https://nanoscience.oxinst.com/products/control-electronics/mercurytc	38
32.	Imagen (a) y esquema (b) del criostato <i>OptistatDN</i> . https://nanoscience.oxinst.com/products/cryostats-for-spectroscopy/optistatdn	38
33.	Imagen del sistema global en el que se puede observar el medidor LCR <i>Keysight E4980A</i> , el criostato <i>Optistat DN</i> , el controlador de temperatura <i>Oxford Instruments MercuryTC</i> y el sistema de adquisición de datos <i>Keysight 34970A</i> y sus interconexiones. En la imagen no se encuentra ni el módulo de desimanación ni las conexiones y la bobina de medición.	39
34.	Esquema simplificado del sistema total. En el podemos ver los tres módulos que lo conforman y el sistema de relés.	40

Índice de tablas

1. Unidades del magnetismo en la materia en el Sistema Internacional y el Cegesimal.
https://www.ieemagnetics.org/index.php?option=com_contentview=articleid=118Itemid=107[34]. 49

Anexos

A. Unidades del magnetismo en la materia.

Desde la creación del *Sistema Internacional de Unidades (SI)* en 1960 se ha intentado implantar en la física un sistema de unidades global e interdisciplinario con sus unidades básicas definidas a partir de fenómenos físicos fundamentales. No obstante, en ciertos países y áreas se siguen utilizando otros sistemas. Este es el caso de parte del electromagnetismo, en el que se sigue empleando de forma generalizada el *Sistema Cegesimal de Unidades (CGS)* por tradición y la simplificación de sus ecuaciones.

Parte de la bibliografía mencionada sigue utilizando el sistema CGS para presentar sus resultados. Por lo tanto, adjuntamos una tabla que recoge las unidades en ambos sistemas de unidades y su factor de conversión.

Magnitud	Símbolo	Unidad CGS	Conversión	Unidad SI
Inducción magnética	B	gauss, G	10^{-4}	tesla, T
Flujo magnético	ϕ	maxwell, Mx	10^{-8}	weber, Wb
Potencial magnético	U, F	gilbert, Gb	$10/4\pi$	amperio, A
Intensidad de campo magnético	H	oersted, Oe	$10^3/4\pi$	A/m
Momento magnético	m	emu	10^{-3}	$A \cdot m^2$
Magnetización	M	emu/cm ³	10^3	A/m
Magnetización	$4\pi M$	G	$10^3/4\pi$	A/m
Magnetización (Masa)	σ	emu/g	1	Am^2/kg
Susceptibilidad (Volumen)	χ_k	sin unidades (s.u.)	4π	s.u.
Susceptibilidad (Masa)	χ_ρ	cm ³ /g	$4\pi \cdot 10^{-3}$	m ³ /kg
Susceptibilidad (Molar)	χ_m	cm ³ /mol	$4\pi \cdot 10^{-6}$	m ³ /mol
Permeabilidad	μ	s.u.	$4\pi \cdot 10^{-7}$	H/m
Permeabilidad relativa	μ_r	no definida	-	s.u.

Tabla 1: Unidades del magnetismo en la materia en el Sistema Internacional y el Cegesimal. https://www.ieemagnetics.org/index.php?option=com_contentview=articleid=118Itemid=107[34].

B. Inducción mutua.

Durante este apéndice explicamos los conceptos básicos de la inducción mutua.

Suponemos dos bobinas cilíndricas concéntricas con un núcleo de permeabilidad μ . En nuestro caso el núcleo estará formado por la muestra magnética a estudiar, a bobina interna será en la que se mida la diferencia de potencial, mientras que con la externa se aplicará el campo necesario para observar la desacomodación magnética. El campo creado por el solenoide de campo será uniforme y paralelo a su eje. Aplicando la ley de Ampere podemos calcular su módulo (*Ecuación 21*), donde N_1 es su número de espiras, l su longitud e i_1 la corriente aplicada para generar el campo.

$$B_1 = \frac{\mu \cdot N_1 \cdot i_1}{l} \quad (21)$$

Este campo atraviesa la sección de la bobina de medición, S . Su flujo a través se puede ver en la *Ecuación 22*.

$$\phi_2 = N_2(\vec{B}_1 \cdot \vec{S}) = \frac{\mu \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot S}{l} i_1 \quad (22)$$

El coeficiente de inducción mutua, M , será el cociente entre el flujo en la bobina de medición, ϕ_2 , y la intensidad en la bobina de campo, i_1 .

$$M = \frac{\phi_2}{i_1} = \frac{\mu \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot S}{l} \quad (23)$$

La diferencia de potencial inducida por la bobina de campo en la de medición se puede calcular aplicando la ley de Faraday.

$$V = -\frac{d\phi_2}{dt} = -M \frac{di_1}{dt} - \left(\frac{N_1 \cdot N_2 \cdot S \cdot i_1}{l} \right) \frac{d\mu}{dt} \quad (24)$$

A partir de estas dos últimas ecuaciones podremos calcular la permeabilidad magnética de la muestra, ya que conocemos la dependencia temporal de i_1 y habremos medido los valores de V en función del tiempo.

C. Programa Simulación.

Adjuntamos el programa desarrollado en *Processing 3.5.4*. para simular la interacción de una pared de Bloch con los defectos y mostrar la desacomodación magnética:

```
// Simulador del movimiento de paredes magnéticas y su interacción con defectos
// Utilizo clases para simplificar el proceso y formalizar la solución mediante Runge-Kutta4

import controlP5.*; //Librería que define y controla la interfaz de control

ControlP5 cp5;
CheckBox checkbox;

// Defino una clase de cuatro componentes que almacena posiciones y velocidades
class Vec4 {
  double x, y, vx, vy;
  Vec4(double a, double b, double c, double d) {
    x=a;
    y=b;
    vx=c;
    vy=d;
  }
}

// Y otra clase con sólo dos componentes para la fuerza de interacción entre defectos y pared
class Vec2 {
  double x, y;
  Vec2(double a, double b) {
    x=a;
    y=b;
  }
}

// Tamaño de la ventana donde se dibuja la interacción de la pared con los defectos
int Xmax=1000;
int Ymax=600;

// Defino los parámetros que conforman la pared
int npared=100; // Numero de puntos en la pared
Vec4[] pared=new Vec4[npared]; // Posiciones y velocidades
Vec2[] fpared=new Vec2[npared]; // Fuerza que ejercen los defectos // masa de la pared
double mpared=100.0;
// elasticidad de la pared (energía)
double elpared=50;
// Disipación transversal de la pared
double disipa=0;
// Disipación longitudinal
double disipal=0;
// Fuerza total defectos-pared
double FTx=0.0;

// Parámetros del modelo de pared
double P1=300;
double P2=70;
double P3=50;
```

```

boolean inter=true; //Controla si se va a calcular la interacción entre los defectos y la pared
boolean dosdefectos=true; //Controla si se va a simular la dinámica de un tipo de defectos o dos

// valor del campo externo
float H=0.0;
float H0=0.0;
float frec=0.0;

//Área de la pared respecto del centro
int maxgraf=3000;
float A=0;
Vec2[] grafica=new Vec2[maxgraf];
int ng=0;

// Defino los parámetros que establecen el primer tipo de defectos
int ndefectos=500;
Vec4[] defecto=new Vec4[ndefectos];
// Movilidad de los defectos
float mdefecto=.0001;
// Repulsión de los defectos
double repul=10;

// Defino los parámetros que establecen el segundo tipo de defectos //int ndefectos=500; //Mismo número de defectos
de tipo 2 que de tipo 1
Vec4[] defecto2=new Vec4[ndefectos];
// Movilidad de los defectos
float mdefecto2=.0001;
// Repulsión de los defectos
//double repul=10; //Mismo valor del parámetro de repulsión que en el caso del tipo 1
double interrepul=1; //Interacción entre defectos de tipo 1 y tipo 2

// Parámetros utilizados en la integración Runge-Kutta 4
Vec4 x=new Vec4(0, 0, 0, 0);
Vec4 y=new Vec4(0, 0, 0, 0);
Vec4 f1=new Vec4(0, 0, 0, 0);
Vec4 f2=new Vec4(0, 0, 0, 0);
Vec4 f3=new Vec4(0, 0, 0, 0);
Vec4 f4=new Vec4(0, 0, 0, 0);

//Variable que almacena el número de intervalos de integración que han pasado
float t=0;
// Intervalo de integración
float dt=1;
//Variable que almacena el tiempo en milisegundos desde que se inició la simulación
int tant=millis();
long n;

void setup() {
//Tamaño de la ventana total
size(1200, 800);
iniciapared(00);
iniciadefectos();
iniciagrafica();
background(0);
strokeWeight(6);
iniciainterfaz();
}

void draw() {
n++;
A= area();
//Calcula los valores de la gráfica que representa el área que forma la pared con su posición inicial
if (ng<maxgraf-1) {
ng++;
}
}

```

```

    grafica[ng].x=t/1000;
    grafica[ng].y=700+A/100;
  } else {
    for (int i=0; i<maxgraf-1; i++) {
      grafica[i].x=grafica[i+1].x;
      grafica[i].y=grafica[i+1].y;
    }
    grafica[maxgraf-1].x=t/1000;
    grafica[maxgraf-1].y=700+A/100; //abs(700+A/100)
  }
  dibuja();
  procesa();
  textSize(15);
  fill(255);
  text(1000*dt/(millis()-tant), 10, 20);
  tant=millis();
  text(H, 10, 40);
  A=0;
  if (checkboxes.getArrayValue()[0]==1) {
    inter=true;
  } else {
    inter=false;
  }
  if (checkboxes.getArrayValue()[1]==1) {
    dosdefectos=true;
  } else {
    dosdefectos=false;
  }
}

void dibuja() {
  background(0);
  strokeWeight(2);
  stroke(255, 255, 255);
  //Dibuja la pared
  for (int i = 0; i < npared; i++) {
    point((int)pared[i].x, (int)pared[i].y);
  }
  strokeWeight(1);
  stroke(255, 0, 0);

  //Dibuja los defectos de primer tipo
  for (int i = 0; i < ndefectos; i++) {
    point((int)defecto[i].x, (int)defecto[i].y);
  }

  strokeWeight(1);
  stroke(0, 255, 0);

  //Dibuja los defectos de segundo tipo
  for (int i = 0; i < ndefectos; i++) {
    if (dosdefectos==true) point((int)defecto2[i].x,
      (int)defecto2[i].y);
  }

  //Dibuja la gráfica
  strokeWeight(1);
  stroke(0, 170, 218);

  float tin=(float)grafica[0].x;
  for (int i = 0; i < maxgraf-1; i++) {
    point((float)grafica[i].x-tin, (float)grafica[i].y);
  }
}

//Define la posición inicial de la pared
void iniciapared(int pos) {
  for (int i = 0; i < npared; i++) {
    pared[i] = new Vec4((Xmax/2)+pos*sin(3.14*i/npared), i*Ymax/npared, 0., 0.);
    fpared[i]= new Vec2(0, 0);
  }
}

```

```

//Define la posición inicial de los defectos
void iniciadefectos() {
    for (int i = 0; i <jndefectos; i++) {
        defecto[i] = new Vec4(random(Xmax/3, 2*Xmax/3), random(Ymax), 0., 0.);
    }

    for (int i = 0; i <jndefectos; i++) {
        defecto2[i] = new Vec4(random(Xmax/3, 2*Xmax/3), random(Ymax), 0., 0.);
    }
}

//Define los valores iniciales de la gráfica
void iniciagrafica() {
    for (int i = 0; i <jmaxgraf; i++) {
        grafica[i] = new Vec2(0.0, 0.0);
    }
}

//Realiza el cálculo de las fuerzas posiciones y velocidades de los defectos y la pared
void procesa() {

    //Las aceleraciones de los defectos se sitúan en defecto[i].v, ya que las fuerzas son proporcionales a las velocidades
    //el factor se aplica cuando se integran las posiciones de los defectos
    //La velocidad de los defectos es proporcional a la fuerza ya que suponemos estados estacionarios de los defectos en
    //los que la velocidad es proporcional a la fuerza.

    campoH();
    FTx=0.0;
    for (int j=0; j<jnpared; j++) {
        fpared[j].x=0;
        fpared[j].y=0;
    }

    // Repulsión entre defectos de tipo 1
    for (int i = 0; i <jndefectos; i++) {
        defecto[i].vx=0;
        defecto[i].vy=0;
        for (int j=0; j<jndefectos; j++) {
            if (i!=j) {
                double dx=(defecto[i].x-defecto[j].x);
                if (Math.abs(dx)>100) {
                    double dy=(defecto[i].y-defecto[j].y);
                    if (Math.abs(dy)>100) {
                        double r=Math.sqrt(dx*dx+dy*dy);
                        defecto[i].vx+=repul*dx/(r*r*r);
                        defecto[i].vy+=repul*dy/(r*r*r);
                    }
                }
            }
        }
    }

    // Interacción entre defectos de tipo 1 y pared
    for (int j=0; j<jnpared; j++) {
        double dx=(defecto[i].x-pared[j].x);
        double dy=(defecto[i].y-pared[j].y);
        if (Math.abs(dx)>300 || Math.abs(dy)>300) {
            double r=Math.sqrt(dx*dx+dy*dy);
            double fpx=-P1*Math.atan(dx/P2)/(r*r+P3);
            double fpy=-P1*Math.atan(dy/P2)/(r*r+P3);
            if (inter==true) defecto[i].vx+=fpx;
            if (inter==true) defecto[i].vy+=fpy;
            fpared[j].x-=fpx;
            FTx-=fpx;
            fpared[j].y-=fpy;
            //ftpx+=fpx;
        }
    }

    // Repulsión de los defectos de tipo 1 con los bordes de la ventana para evitar fugas
    defecto[i].vx+=(1/defecto[i].x)-(1/(Xmax-defecto[i].x));
    defecto[i].vy+=(1/defecto[i].y)-(1/(Ymax-defecto[i].y));
}

// Repulsión entre defectos de tipo 2
if (dosdefectos==true) {
    for (int i = 0; i <jndefectos; i++) {
        defecto2[i].vx=0;
    }
}

```

```

defecto2[i].vy=0;
for (int j=0; j<ndefectos; j++) {
    if (i!=j) {
        double dx=(defecto2[i].x-defecto2[j].x);
        if (Math.abs(dx)>100) {
            double dy=(defecto2[i].y-defecto2[j].y);
            if (Math.abs(dy)>100) {
                double r=Math.sqrt(dx*dx+dy*dy);
                defecto2[i].vx+=repul*dx/(r*r*r);
                defecto2[i].vy+=repul*dy/(r*r*r);
            }
        }
    }
}

// Interacción entre defectos de tipo 2 y pared
for (int j=0; j<npared; j++) {
    double dx=(defecto2[i].x-pared[j].x);
    double dy=(defecto2[i].y-pared[j].y);
    if (Math.abs(dx)>300 && Math.abs(dy)>300) {
        double r=Math.sqrt(dx*dx+dy*dy);
        double fpx=-P1*Math.atan(dx/P2)/(r*r+P3);
        double fpy=-P1*Math.atan(dy/P2)/(r*r+P3);
        if (inter==true) defecto2[i].vx+=fpx;
        if (inter==true) defecto2[i].vy+=fpy;
        fpared[j].x=-fpx;
        FTx=-fpx;
        fpared[j].y=-fpy;
    }
}
// Repulsion de los defectos de tipo 2 con los bordes de la ventana para evitar fugas
defecto2[i].vx+=(1/defecto[i].x)-(1/(Xmax-defecto[i].x));
defecto2[i].vy+=(1/defecto[i].y)-(1/(Ymax-defecto[i].y));
}

//repulsión entre defectos de tipo 1 y defectos de tipo 2
if (dosdefectos==true) {
for (int i = 0; i < ndefectos; i++) {
    for (int j=0; j<ndefectos; j++) {
        double dx=(defecto[i].x-defecto2[j].x);
        if (Math.abs(dx)>100) {
            double dy=(defecto[i].y-defecto2[j].y);
            if (Math.abs(dy)>100) {
                double r=Math.sqrt(dx*dx+dy*dy);
                defecto[i].vx+=interrepul*dx/(r*r*r);
                defecto[i].vy+=interrepul*dy/(r*r*r);
                defecto2[j].vx-=interrepul*dx/(r*r*r);
                defecto2[j].vy-=interrepul*dy/(r*r*r);
            }
        }
    }
}
}

// Integro la posicion de los defectos con 2*dt, para mantener coherencia con RK4
for (int i = 0; i < ndefectos; i++) {
    defecto[i].x+=mdefecto*defecto[i].vx*2*dt;
    defecto[i].y+=mdefecto*defecto[i].vy*2*dt;
}

if (dosdefectos==true) {
for (int i = 0; i < ndefectos; i++) {
    defecto2[i].x+=mdefecto2*defecto2[i].vx*2*dt;
    defecto2[i].y+=mdefecto2*defecto2[i].vy*2*dt;
}
}

// Dos pasadas RK, en distinto sentido, para compensar errores
for (int i=1; i<npared-1; i++) RK(i);
for (int i=npared-2; i>1; i--) RK(i);
}

```

```

// Implementación del algoritmo Runge Kutta de cuarto orden aplicado al vector i para la pared
void RK(int i) {
    double h2=dt/2.0;
    double h=dt;
    t+=dt;
    x.x = pared[i].x;
    x.y = pared[i].y;
    x.vx = pared[i].vx;
    x.vy = pared[i].vy;
    f1=derivada(x, i);
    y.x = x.x + h2 * f1.x;
    y.y = x.y + h2 * f1.y;
    y.vx = x.vx + h2 * f1.vx;
    y.vy = x.vy + h2 * f1.vy;
    f2 = derivada(y, i);
    y.x = x.x + h2 * f2.x;
    y.y = x.y + h2 * f2.y;
    y.vx = x.vx + h2 * f2.vx;
    y.vy = x.vy + h2 * f2.vy;
    f3 = derivada(y, i);
    y.x = x.x + h * f3.x;
    y.y = x.y + h * f3.y;
    y.vx = x.vx + h * f3.vx;
    y.vy = x.vy + h * f3.vy;
    f4 = derivada(y, i);
    pared[i].x = x.x + h * (f1.x + 2 * (f2.x + f3.x) + f4.x) / 6.;
    pared[i].y = x.y + h * (f1.y + 2 * (f2.y + f3.y) + f4.y) / 6.;
    pared[i].vx = x.vx + h * (f1.vx + 2 * (f2.vx + f3.vx) + f4.vx) / 6.;
    pared[i].vy = x.vy + h * (f1.vy + 2 * (f2.vy + f3.vy) + f4.vy) / 6.;
}

// Aquí se define la derivada para los elementos de la pared
// salida.vx es la derivada de vx, la aceleración en x
// salida.x es la derivada de la coordenada x, es decir, vx
Vec4 derivada(Vec4 x, int i) {
    Vec4 salida=new Vec4(0, 0, 0, 0);
    // La derivada de la posición es la velocidad
    salida.x=x.vx;
    salida.y=x.vy;
    // La derivada de la velocidad es la aceleración = fuerza/masa
    salida.vx=elpared*(pared[i-1].x+pared[i+1].x-2*x.x); // Elastica de la pared
    salida.vx+=disipal*(pared[i-1].vx+pared[i+1].vx-2*x.vx); // Disipación longitudinal
    salida.vx-=disipa*x.vx; // Disipación clásica,
    salida.vx+=H;
    if (inter==true) salida.vx+=fpared[i].x;
    salida.vy=elpared*(pared[i-1].y+pared[i+1].y-2*x.y);
    salida.vy+=disipal*(pared[i-1].vy+pared[i+1].vy-2*x.vy);
    salida.vy-=disipa*x.vy;
    salida.vx/=mpared;
    salida.vy/=mpared;
    return salida;
}

//Cálculo del campo magnético aplicado
void campoH() {
    H = (H0/10)*cos(2*PI*frec*t/100000);
}

//Desarrollo de la interfaz de control
void iniciainterfaz() {
    cp5 = new ControlP5(this);
    //Botón que realiza la desimanación
    Button desimana = cp5.addButton("desimana")
        .setPosition(1010, 250)
        .setSize(60, 20)
        .setValue(0)
        .activateBy(ControlP5.RELEASE);
}

```

```

//Botón que reubica la pared en su estado inicial
Button iniciopared = cp5.addButton("iniciopared")
    .setPosition(1010, 400)
    .setSize(60, 20)
    .setValue(0)
    .activateBy(ControlP5.RELEASE);

//Botones que habilitan o deshabilitan la interacción entre defectos y pared y la existencia de dos tipos de defec-
tos
checkbox = cp5.addCheckBox("checkbox")
    .setPosition(1010, 300)
    .setSize(20, 20)
    .setItemsPerRow(1)
    .setSpacingColumn(30)
    .setSpacingRow(20)
    .addItem("inter Def-Par", 0)
    .addItem("dosdefectos", 1);

//Control deslizante que define la intensidad del campo magnético aplicado
Slider S11 = cp5.addSlider("H0")
    .setLabel("H0")
    .setPosition(950, 20)
    .setRange(-100, 100)
    .setSize(20, 200)
    .setValue(H0);

//Control deslizante que define la frecuencia del campo magnético aplicado
Slider S12 = cp5.addSlider("frec")
    .setLabel("frec")
    .setPosition(1000, 20)
    .setRange(0, 20)
    .setSize(20, 200)
    .setValue(frec);

//Control deslizante que define la movilidad de los defectos de tipo 1
Slider S13 = cp5.addSlider("mdefecto")
    .setLabel("Movil")
    .setPosition(1050, 20)
    .setRange(0, 0.1)
    .setSize(20, 200)
    .setValue(mdefecto);

//Control deslizante que define la movilidad de los defectos de tipo 1
Slider S14 = cp5.addSlider("mdefecto2")
    .setLabel("Movil 2")
    .setPosition(1100, 20)
    .setRange(0, 0.1)
    .setSize(20, 200)
    .setValue(mdefecto2);
}

//Define el botón que produce la desimanación
void desimana() {
    iniciadefectos();
}

//Define el botón que reinicia la pared
void iniciopared() {
    iniciopared(0);
    iniciagrafica();
    t=0;
}

//Calcula el área entre la pared y el eje central float area() {
    float inter=0.0;
    for (int i=0; i<npared-1; i++) inter+= (pared[i+1].y-pared[i].y)*((pared[i+1].x+pared[i].x)*0.5-500);
    return inter;
}

```