



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE COLOMBIA

**Estudio de las propiedades eléctricas de
Materiales magnéticos basados en Fe por
Medio de los modelos de Debye y Cole-Cole**

Manuel Alejandro Clavijo Ceballos

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física y Química
Manizales, Colombia
2023

ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES ELÉCTRICAS DE MATERIALES MAGNÉTICOS BASADOS EN FE POR MEDIO DE LOS MODELOS DE DEBYE Y COLE-COLE

Manuel Alejandro Clavijo Ceballos

Tesis o trabajo de investigación presentada(o) como requisito parcial para optar al título
de:

Magister en Ciencias-Física

Director (a):

Profesor, Andrés Rosales Rivera

Línea de Investigación:

Magnetismo

Grupo de Investigación:

Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física y Química
Manizales, Colombia

2023

Declaración de obra original

Yo declaro lo siguiente:

He leído el Acuerdo 035 de 2003 del Consejo Académico de la Universidad Nacional. «Reglamento sobre propiedad intelectual» y la Normatividad Nacional relacionada al respeto de los derechos de autor. Esta disertación representa mi trabajo original, excepto donde he reconocido las ideas, las palabras, o materiales de otros autores.

Cuando se han presentado ideas o palabras de otros autores en esta disertación, he realizado su respectivo reconocimiento aplicando correctamente los esquemas de citas y referencias bibliográficas en el estilo requerido.

He obtenido el permiso del autor o editor para incluir cualquier material con derechos de autor (por ejemplo, tablas, figuras, instrumentos de encuesta o grandes porciones de texto).

Por último, he sometido esta disertación a la herramienta de integridad académica, definida por la universidad.



Manuel Alejandro Clavijo Ceballos

26/01/2023

Agradecimientos

Agradezco profundamente a mis padres y familia que siempre me han brindado su apoyo, a todos los compañeros del grupo de investigación de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Sede que me han apoyado y colaborado desde sus diferentes roles en el laboratorio y por supuesto desempeñando el rol de compañeros, amigos y consejeros; siempre bajo la guía de nuestro estimado director Andrés Rosales Rivera, a quién agradezco de manera especial por su gran apoyo, serenidad y buenas maneras, sobre todo a lo largo de un proceso tan largo cómo ha sido mi camino.

Resumen

En esta tesis se presenta un estudio de las propiedades de impedancia y función dieléctrica de los vidrios metálicos $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}]_{96}\text{Nb}_4$ mediante el uso de la resonancia ferromagnética de una pequeña bobina. Para este fin la muestra se colocó dentro de la bobina pequeña y éste conjunto a su vez se colocó en el centro de una bobina de Helmholtz. Las medidas de impedancia se realizaron en el rango de frecuencia $0 < 30 < \text{MHz}$ para diferentes campos magnéticos a temperatura ambiente. El campo AC generado por el pequeño solenoide es del orden de 3 Oe RMS y el campo generado por la bobina de Helmholtz fue de $H_{\text{DC}} = 0, 5, 10, 20, 30$ y 40 Oe. A partir de las medidas experimentales se determinó un circuito equivalente constituido por una inductancia principal conectada en serie con una resistencia, un capacitor y una inductancia secundaria que están conectadas en paralelo entre ellas. Además, para el tratamiento de datos experimentales se desarrolló en Matlab un algoritmo de ajuste numérico por inteligencia artificial. Se realizó un estudio estadístico del sistema de medición constituidos por bobina y (bobina y baquela), encontrando una variación de las medidas de impedancia por debajo del 1.5% en todo el rango de frecuencia utilizado, para los diferentes campos DC empleados. Inicialmente se caracterizó la respuesta de la bobina ante el campo magnético DC y la frecuencia. Se encontró que presenta el fenómeno de resonancia ferromagnética, posteriormente se usó un postmuestra constituido de baquelita que se colocó al interior de la pequeña bobina para formar el sistema (bobina y baquela). Se encontró que esta baquelita anula la resonancia ferromagnética de la bobina. Una vez caracterizado el sistema de medición se realizaron las mediciones de impedancia de los materiales anteriormente mencionados. Se encontró que ambos restituyen la resonancia ferromagnética de la bobina, lo cual refleja que ellos exhiben una resonancia natural. El circuito equivalente describe bien la respuesta de impedancia de ambas muestras en el rango de frecuencia donde se presenta la resonancia principal ($0 \leq \omega \leq 5 \cdot 10^7 \text{ rad/s}$). Usando la relación entre la función dieléctrica y la impedancia se determinó un intervalo de frecuencia en donde la función dieléctrica de las muestras es descrita apropiadamente por un diagrama de Cole-Cole ($2\text{MHz} \leq f \leq 2.9\text{MHz}$)

Palabras clave: materiales magnéticos, vidrios metálicos, impedancia, función dieléctrica, modelo de Cole-Cole, resonancia ferromagnética de bobina

Abstract

Study of the electric properties of magnetic materials based on Fe using the Debye and Cole-Cole models

In this thesis a study of the impedance properties and dielectric function of the metallic glasses $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ and $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}]_{96}\text{Nb}_4$ is presented by using the ferromagnetic resonance of a small coil. For this purpose, the sample was placed inside the small coil and this set was placed in the centre of a Helmholtz coil. Impedance measurements were made in the frequency range $0 < 30 < \text{MHz}$ for different magnetic fields at room temperature. The AC field generated by the small solenoid is of the order of 3 Oe RMS and the field generated by the Helmholtz coil was $H_{\text{DC}} = 0, 5, 10, 20, 30$ y 40 Oe. From the experimental measurements, an equivalent circuit was determined consisting of a main inductance connected in series with a resistance, a capacitor and a secondary inductance that are connected in parallel between them. In addition, for the treatment of experimental data, a numerical adjustment algorithm by artificial intelligence was developed in Matlab. A statistical study of the measurement system constituted by coil and (coil and drum) was carried out, finding a variation of the impedance measurements below 1.5% in the entire frequency range used, for the different DC fields used. Initially, the response of the coil to the DC magnetic field and frequency was characterized. It was found that it presents the phenomenon of ferromagnetic resonance, later a Bakelite post-sample was used, which was placed inside the small coil to form the system (coil and Bakelite). This Bakelite was found to nullify the ferromagnetic resonance of the coil. Once the measurement system was characterized, the impedance measurements of the aforementioned materials were performed. Both were found to restore the ferromagnetic resonance of the coil, which reflects that they exhibit a natural resonance. The equivalent circuit describes well the impedance response of both samples in the frequency range where the main resonance occurs ($0 \leq \omega \leq 5 \cdot 10^7 \text{ rad/s}$). Using the relationship between the dielectric function and the impedance, a frequency range was determined where the dielectric function of the samples is appropriately described by a Cole-Cole diagram ($2\text{MHz} \leq f \leq 2.9\text{MHz}$)

Keywords: magnetic materials, metallic glasses, impedance, dielectric function, Cole-Cole model, coil ferromagnetic resonance.

Contenido

	<u>PÁG.</u>
CAPÍTULO 1: PERSPECTIVA TEÓRICA.....	7
1.1 EXPANSIÓN EN MULTI-POLOS.....	7
1.2 CAMPOS ELÉCTRICOS EN MEDIO MATERIAL: 2 CASOS DE ESTUDIO	9
1.3 LA FUNCIÓN DIELECTRICA DEL “CRISTAL ARMÓNICO”	11
1.4 EFECTO PIEL.....	14
1.5 INTERACCIÓN SPIN-ORBITA.....	15
CAPÍTULO 2: ESPECTROSCOPIA DE IMPEDANCIA	16
2.1 MODELO DE RELAJACIÓN DIELECTRICA DE DEBYE.....	16
2.2 MODELO DE RELAJACIÓN DIELECTRICA DE COLE-COLE	18
2.3 REACTANCIAS CAPACITIVA E INDUCTIVA	20
CAPÍTULO 3: MEDICIONES BAJO LA TÉCNICA DE RESONANCIA FERROMAGNÉTICA.....	22
3.1 CARACTERIZACIÓN DE LA BOBINA Y EL PORTAMUESTRA	22
3.2 ANÁLISIS DE MEDIDAS DE CINTAS AMORFAS BASADAS EN HIERRO (FE)	24
3.2.1 Cintas amorfas de $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$	25
3.2.2 Cintas amorfas de $[(Fe_{50}Co_{50})_{75}B_{20}Si_5]_{96}Nb_4$	28
3.3 POSIBLES APLICACIONES TECNOLÓGICAS.....	31
CAPÍTULO 4: MODELAMIENTO DE RESULTADOS	32
4.1 MODELAMIENTO: CIRCUITO EQUIVALENTE	32
4.2 MODELAMIENTO: AJUSTE IA.....	36
CONCLUSIONES	39
4.1 CONCLUSIONES.....	39
4.2 PERSPECTIVAS.....	40

Lista de figuras

	PÁG.
FIGURA 1-1 ESQUEMA DE UN DIPOLO ELÉCTRICO	8
FIGURA 1-2 RESPUESTA DE UN MEDIO MATERIAL A UN CAMPO ELÉCTRICO EXTERNO ($\omega = 0$).....	9
FIGURA 1-3 LÍNEA DE TIEMPO DE ESTUDIO Y MODELAMIENTO DEL CRISTAL ARMÓNICO	12
FIGURA 2-1 CIRCUITO EQUIVALENTE ASOCIADO AL MODELO DE DEBYE	17
FIGURA 2-2 CIRCUITO EQUIVALENTE ASOCIADO AL MODELO DE COLE-COLE	19
FIGURA 2-3 GRÁFICAS ϵ'' vs ϵ'	20
FIGURA 3-1 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE MAGNITUD DE IMPEDANCIA DE LA BOBINA	23
FIGURA 3-2 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE MAGNITUD DE IMPEDANCIA DEL SISTEMA COMPUESTO POR LA BAQUELA Y LA BOBINA.....	23
FIGURA 3-3 VARIACIÓN DE LA FAMILIA DE CURVAS DE MAGNITUD DE IMPEDANCIA Y ÁNGULO DE FASE EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LOS SISTEMAS BOBINA Y BAQUELA + BOBINA	24
FIGURA 3-4 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE MAGNITUD DE IMPEDANCIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA FE70	25
FIGURA 3-5 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE ÁNGULO DE FASE EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA FE70.....	25
FIGURA 3-6 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE COMPONENTE REAL DE IMPEDANCIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA FE70	26
FIGURA 3-7 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE COMPONENTE IMAGINARIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA FE70	26
FIGURA 3-8 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE IMPEDANCIA EN EL PLANO COMPLEJO DE LA MUESTRA FE70.....	27
FIGURA 3-9 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE MAGNITUD DE IMPEDANCIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA (FECO)75	28
FIGURA 3-10 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE ÁNGULO DE FASE DE IMPEDANCIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA (FECO)75	28
FIGURA 3-12 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE COMPONENTE IMAGINARIA DE IMPEDANCIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA (FECO)75	29

FIGURA 3-11 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE COMPONENTE REAL DE IMPEDANCIA EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LA MUESTRA (FECO)75	29
FIGURA 3-13 FAMILIA DE CURVAS SUPERPUESTAS DE IMPEDANCIA EN EL PLANO COMPLEJO DE LA MUESTRA (FECO)75	30
FIGURA 3-14 VARIACIÓN DE MAGNITUD DE IMPEDANCIA Y ÁNGULO DE FASE EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA DE LAS MUESTRAS DE FE70 Y FECO75 PARA	31
FIGURA 4-1 CIRCUITO EQUIVALENTE PROPUESTO PARA EL SISTEMA DE ESTUDIO.	32
FIGURA 4-2 SIMULACIÓN DE COMPONENTES REAL E IMAGINARIA DEL CIRCUITO EQUIVALENTE PROPUESTO	33
FIGURA 4-3 COMPONENTES REAL E IMAGINARIA DE LA MUESTRA FE70.	34
FIGURA 4-4 FUNCIÓN DIELECTRICA DE LA MUESTRA FE70 EN EL INTERVALO DE FRECUENCIA DE.....	36
FIGURA 4-5 AJUSTE IA DE LA RESPUESTA DE IMPEDANCIA	37

Lista de Símbolos y abreviaturas

Símbolos con letras latinas

Símbolo	Término
\mathbb{H}_{DC}	Campo magnético generado por corriente DC
\vec{p}	Dipolo eléctrico
\mathbb{E}	Campo eléctrico
\vec{r}, \vec{r}'	Vector (es) de posición
v	Potencial eléctrico
\mathbb{P}	Polarización eléctrica
\mathbb{D}	Desplazamiento eléctrico
\mathbb{J}	Densidad de corriente
\mathbb{H}	Campo magnético
c	Velocidad de la luz en el vacío
$\text{Im}[A]$	Parte imaginaria de A
$\text{Re}[A]$	Parte real de A
e	Magnitud de carga del electrón
i	Unidad imaginaria
Z	Impedancia
f_B	Función de distribución Maxwell - Boltzman
f_D	Función de distribución Fermi - Dirac

Símbolos con letras griegas

Símbolo	Término
ϵ_0	Permitividad del espacio vacío
χ	Susceptibilidad eléctrica

Símbolo	Término
ε	Función dieléctrica
ω	Frecuencia angular
σ	Conductividad eléctrica
σ_{0D}	Conductividad estática – modelo de Drude
σ_{0D}	Conductividad estática – modelo de Drude
γ_D	Frecuencia de plasma – modelo de Drude
γ_L	Frecuencia de plasma – modelo de Lindhard
ε_s	Constante dieléctrica estática
ε_∞	Constante dieléctrica óptica
τ, τ_0	Tiempo de relajación
Ω	Ohm (unidad SI)
α	Parámetro dispersivo modelo Cole – Cole

Abreviaturas

Abreviatura	Término
Fe70	$\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$
FeCo75	$[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$

Introducción

El estudio de las propiedades de impedancia y dieléctricas de los materiales magnéticos es de gran importancia por sus aplicaciones en campos como la electrónica, ciencias de materiales, en salud. La determinación de estas propiedades ha venido ganando gran relevancia en la comunidad de magnetismo básico y aplicado. Desde la década del 90 se ha encontrado que algunos materiales magnéticos blandos, como los denominados vidrios metálicos, presentan un gran aumento en la impedancia cuando por ellos fluye una corriente AC y son dispuestos en presencia de un campo magnético DC; este fenómeno se denomina magneto impedancia gigante [1]–[3] y desde esa época se ha investigado ampliamente debido a su posibilidad de aplicación en sensores magnéticos de alta sensibilidad. Sin embargo, las propiedades dieléctricas de esos materiales que tienen gran importancia en las aplicaciones electrónicas han sido muy poco exploradas. Debido a esto, el presente trabajo se enfoca a estudiar las propiedades de impedancia y función dieléctrica de los vidrios metálicos $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{76}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$ mediante el uso de la resonancia ferromagnética de una pequeña bobina. Estudios teóricos de la década del 90 han mostrado rigurosamente la equivalencia [4] entre medidas de impedancia y resonancia ferromagnética.

El objetivo general del presente estudio es adaptar y desarrollar algoritmos numéricos que permitan el análisis del modelo Cole-Cole de los datos experimentales obtenidos mediante la técnica de magneto-impedancia, con el fin de estudiar características físicas de los materiales por medio de la constante dieléctrica y acompañar estudios experimentales realizados en el Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados. Mientras que los específicos son: (1) Revisar los modelos de Debye y Cole-Cole para el análisis de diagramas de constante dieléctrica en el plano complejo; (2) Desarrollar algoritmos numéricos que permitan obtener los parámetros de Cole-Cole a partir de las medidas obtenidas de magneto-impedancia; (3) Estudiar características magnéticas y de magneto-transporte de materiales basados en Fe por medio de la constante dieléctrica; (4) Proponer un ajuste numérico que incorpore el efecto del campo magnético en el modelo Cole-Cole; (5) Documentar los resultados obtenidos para su posterior divulgación.

Además de la presente introducción esta tesis se compone de 5 capítulos. En el primer capítulo se revisan aspectos teóricos de la función dieléctrica, con el objetivo de revisar los conceptos de función dieléctrica y conductividad, que a su vez se relacionan con la impedancia. En el capítulo 2 se presentan en el marco de la espectroscopia de impedancia los modelos de Debye y Cole-Cole. Adicionalmente,

se describen sus circuitos equivalentes correspondientes. En el capítulo 3 se presentan los resultados experimentales obtenidos de la impedancia. Adicionalmente, se menciona brevemente la técnica de medición de resonancia ferromagnética usando una pequeña bobina cuya instrumentación fue adaptada del trabajo realizado en el laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados [5]. En el capítulo 4 se realiza el ajuste, análisis y discusión de las medidas por medio de la proposición de un circuito equivalente y ajuste numérico por un algoritmo de inteligencia artificial. El capítulo 5 contiene las conclusiones y las perspectivas del trabajo.

Capítulo 1: Perspectiva teórica

Este capítulo comprende una recopilación de los principales modelos y expresiones que relacionan las cantidades físicas de función dieléctrica y conductividad eléctrica desde la perspectiva del cristal armónico. Se abordan conceptos, modelos y fenómenos que inciden sobre el entendimiento de éstas cantidades. Así, se presenta una manera de comprender y modelar la función dieléctrica de manera teórica, apoyándose en sus respectivos modelos de conducción eléctrica.

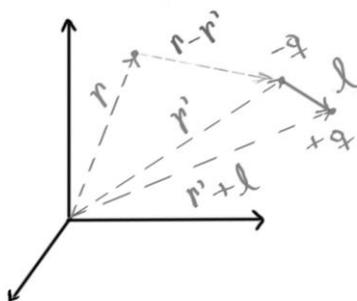
1.1 Expansión en multi-polos

El Método de expansión en multi-polos eléctricos consiste en abordar ciertas distribuciones de carga mediante una expresión aproximada[6], la cual se plantea como un conjunto finito de cargas[7] que se modela con ecuaciones sencillas (i.e. para cargas puntuales).

Es importante poder conocer el error cometido al comparar el campo (o potencial) eléctrico que produce dicha distribución de carga y su aproximación (conocida como su expansión en multi-polos).

Es usual que el error de la aproximación dependa de una cierta magnitud geométrica que pueda ser arbitrariamente pequeña, como es el caso del dipolo eléctrico asociado a una molécula polar (como por ejemplo el agua); (éste es el caso más simple si tenemos en cuenta que un “monopolo” eléctrico es una única carga puntual), discutiremos brevemente el caso del dipolo eléctrico:

Figura 1-1 Esquema de un dipolo eléctrico formado por dos cargas puntuales.



Respecto del marco de referencia indicado en la figura 1-1, el campo eléctrico producido por el par de cargas en un determinado punto del espacio es[7]:

$$\vec{E}(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^5} (\vec{r} - \vec{r}') - \frac{\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} + \dots \right]$$

Se debe notar que la calidad de la aproximación que se está utilizando depende de que la distancia l de separación de las cargas sea muy *pequeña*. Definimos la siguiente cantidad vectorial como el momento de *dipolo eléctrico*, *momento de dipolo* o simplemente, *dipolo*:

$$\vec{p} = q\vec{l}$$

en donde el vector \vec{l} va desde la carga negativa hasta la positiva. Ahora reescribimos la expresión del campo eléctrico teniendo en cuenta esta cantidad:

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{p}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^5} (\vec{r} - \vec{r}') - \frac{\vec{p}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} + \dots \right]$$

Finalmente, si ubicamos convenientemente el origen de coordenadas en el punto donde se encuentra la carga negativa, podemos escribir el campo y potencial generado por el dipolo eléctrico cómo[6]:

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} [3(p \cdot \hat{r})\hat{r} - \vec{p}]$$

$$v(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cdot \hat{r}}{r^2}$$

Vemos que en este caso podemos valernos de la definición de dipolo eléctrico para referirnos cómodamente al campo y potencial eléctrico; ésta cantidad, será importante al momento de representar la polarización atómica de un medio continuo.

Análogamente se desarrollan aproximaciones de orden superior en términos de cuadripolos eléctricos (utilizados por ejemplo para aproximar distribuciones elipsoidales de carga[8]), octopolos eléctricos etc.

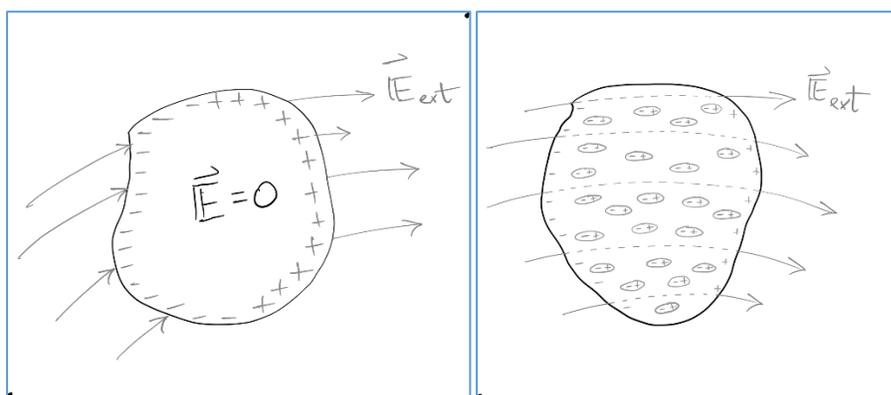
1.2 Campos eléctricos en medio material: 2 casos de estudio

Diferenciaremos dos casos de estudio en los que un campo eléctrico afecta un objeto macroscópico. Nuestro objetivo final será establecer en el dominio de la frecuencia, la relación entre dos cantidades físicas fundamentales en nuestro estudio: la *conductividad eléctrica* y la *función dieléctrica*; específicamente nos interesan los casos de un material conductor y un material dieléctrico, el primero con un *exceso de cargas libres* y el segundo principalmente *sin cargas libres* a través de su volumen.

Comenzamos con un campo eléctrico (externo) constante tanto en dirección como en magnitud en función del tiempo (i.e el campo eléctrico puede variar de punto a punto del espacio, pero no en el tiempo), el caso en el que el material es un conductor es bien conocido y de ciencia básica[8]

Las (abundantes) cargas libres en un metal sienten el efecto del campo eléctrico externo y debido a su alta tendencia a la movilidad, se reorganizan en su superficie, de tal manera que el campo eléctrico que produce este ordenamiento anula el campo eléctrico externo inicialmente aplicado, (dando como resultado un campo eléctrico igual a cero dentro del conductor).

Figura 1-2 Respuesta de un medio material a un campo eléctrico externo ($\omega = 0$). Izquierda: material conductor. Derecha: material dieléctrico.



Establecer esta configuración de cargas toma un determinado tiempo, pero en este caso inicial centramos nuestro análisis luego de que se ha llegado a este "equilibrio" de cargas.

En el caso en el que tenemos un material dieléctrico, por definición no tenemos esta abundancia de cargas libres a través de su volumen en su estado natural, así que bajo la

influencia de un campo eléctrico externo no ocurre el mecanismo descrito anteriormente sino que los bloques constitutivos de materia, (pudiendo llegar éstos hasta la escala de moléculas o átomos) sienten el efecto directo del campo eléctrico que los rodea y como consecuencia sus elementos constituyentes de carga (i.e. cargas positivas en el núcleo y cargas negativas alrededor de éste) sienten fuerzas paralelas y anti-paralelas a las líneas de campo eléctrico, dando lugar al fenómeno de polarización de este “bloque fundamental” de materia y sustentando su posterior modelamiento como un *dipolo eléctrico*.

Definimos la Polarización[7] (macroscópica) cómo el caso límite de este momento de dipolo por unidad de volumen (a escala molecular):

$$\vec{\mathbb{P}} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_m \vec{p}_m$$

Un material se dice dieléctrico lineal[6] si la relación entre el campo eléctrico aplicado sobre la muestra y su respuesta de polarización tiene la forma:

$$\vec{\mathbb{P}} = \epsilon_0 \chi \vec{\mathbb{E}}$$

En donde el factor χ se llama susceptibilidad eléctrica, la cual en sí misma puede ser una función del campo eléctrico aplicado y de hecho no ser para nada lineal; así pues, el término “lineal” hace referencia a que la polarización no depende del campo eléctrico en potencias superiores a la unidad.

A continuación, presentamos la definición convencional de desplazamiento eléctrico re expresado en términos de la polarización:

$$\vec{\mathbb{D}} = \epsilon_0 \vec{\mathbb{E}} + \vec{\mathbb{P}} = \epsilon_0 \vec{\mathbb{E}} + \epsilon_0 \chi \vec{\mathbb{E}} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{\mathbb{E}}$$

Ahora, definimos la *permitividad eléctrica* y la *permitividad relativa* (o *constante dieléctrica*) como:

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi)$$

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = (1 + \chi)$$

Podemos ver que se diferencian solamente en un término constante, además que la segunda expresión es adimensional, por estas razones es usual ser laxos a la hora de referirnos a una u otra.

Hasta aquí (caso $\omega = 0$) las cargas libres en un metal y las cargas ligadas en un dieléctrico tienen plena distinción: el movimiento de las cargas libres en un metal viene determinado por la conductividad eléctrica σ mientras que el comportamiento de polarización de las cargas ligadas en un dieléctrico viene dado por la función dieléctrica.

Cuando el campo eléctrico no es constante (i.e. aplicamos una señal AC), la historia toma un giro diferente, ya que en el caso de un conductor las cargas libres no se desplazan indefinidamente (hasta acumularse en la superficie), sino que oscilan bajo el efecto de la alternancia del campo eléctrico.

En un material dieléctrico, las cargas ligadas (y en menor cantidad cargas libres que pueda tener) también oscilan dependiendo de la frecuencia a la que cambia la orientación del campo eléctrico; a medida que aumenta la frecuencia las trayectorias que recorren tanto cargas libres como ligadas se acorta, haciendo cada vez más indistinguibles ambos tipos de cargas.

La relación matemática entre estas cantidades físicas en función de la frecuencia podemos encontrarla mediante la ecuación de la onda electromagnética.

Siempre que la longitud de onda del campo eléctrico supera la distancia promedio de colisión (*mean free path* [9]), podemos proceder al análisis de las ecuaciones de Maxwell (en unidades gaussianas) en presencia de una densidad de corriente dada por la expresión $\vec{J}(\vec{r}, \omega) = \sigma(\vec{r}, \omega)\vec{E}(\vec{r}, \omega)$:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} = \frac{i\omega}{c} \nabla \times \vec{H} = \frac{i\omega}{c} \left(\frac{4\pi}{c} \sigma \vec{E} - \frac{i\omega}{c} \vec{E} \right)$$

Resumiendo:

$$-\nabla^2 \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega} \right) \vec{E}$$

Comparamos de manera directa con la ecuación de onda en el dominio de la frecuencia para llegar a la relación esperada entre función dieléctrica y conductividad eléctrica:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega}$$

Finalmente notamos que la conductividad eléctrica es una propiedad intensiva relacionada con la cantidad física de impedancia, a través de un factor geométrico[10] (Convirtiéndola en la en una propiedad extensiva de nuestro sistema, además de ser la variable que se puede medir directamente en nuestro experimento).

1.3 La función dieléctrica del “*Cristal Armónico*”

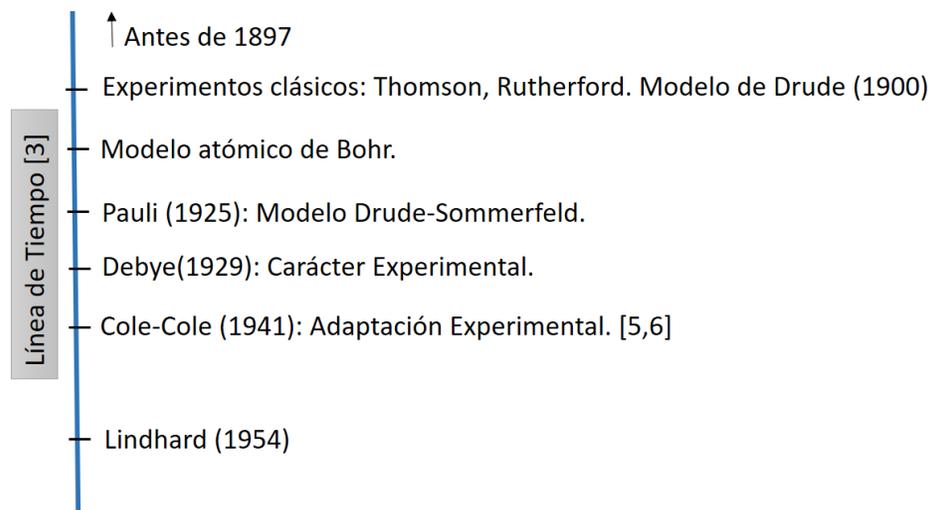
El término cristal armónico fue el introducido históricamente para denotar el carácter estructural y oscilatorio de la materia a escala atómica; ésta visión continuamente ha sido

revisada y refinada de la mano de experimentos clásicos, que han permitido cada vez más comprender el comportamiento de la materia a ésta escala.

Resulta conveniente visualizar la función dieléctrica en la línea de tiempo que comprende los principales experimentos y modelos que nos han llevado al punto actual de comprensión del medio continuo.

En esta línea de tiempo podemos observar como el modelo de Debye[11] surge luego de los avances teóricos introducidos por Sommerfeld. Éste trabajo tiene un gran mérito a nivel experimental y es pionero en el modelamiento de la función dieléctrica para líquidos y sólidos polares. No encontraremos las correcciones propuestas por Lindhard en el modelo de Debye (ni en el de Cole-Cole) porque estas serían introducidas años después.

Figura 1-3 Línea de tiempo de estudio y modelamiento del cristal armónico



A lo largo de la historia, los experimentos tempranos concernientes a la naturaleza del átomo han sido acompañados por novedosos modelos que nos proponen una manera de comprender y visualizar el comportamiento macroscópico de la materia en términos de “bloques fundamentales” de ésta (a una escala lo suficientemente pequeña).

Las bases físicas/matemáticas de estos modelos se sustentan en la mecánica analítica clásica (cómo es natural al inicio del siglo XX); subsecuentemente se acompañan de los desarrollos en la teoría cuántica temprana, cambiando radicalmente la manera en la que se visualiza el cristal armónico, pero a su vez ganando en cada ajuste, credibilidad y coherencia con los experimentos.

Las suposiciones básicas del modelo de Drude el cual fue propuesto en año 1900, reúne en su totalidad concepciones clásicas de la materia y del movimiento de los electrones, que enmarcan 25 años de experimentos y modelos clásicos como los de Thomson (experimento 1897, modelo 1904), Rutherford (1911) y Bohr (1913).

En este marco clásico se propone al electrón como una entidad mecánica totalmente definida, inspirada en analogía a la exitosa teoría cinética de gases concebida y refinada durante los dos siglos anteriores.

Deben destacarse dos condiciones básicas de las que hace uso el modelo de Drude, estas son la aproximación del electrón *libre* y la aproximación del electrón *independiente*. El resultado es parcialmente satisfactorio a la hora de explicar ciertos fenómenos reconocidos en la época (como la ley de Wiedmann-Franz 1857 [9]), sin embargo, existen fenómenos en que el modelo falla en aproximación (Hall 1879).

No sería hasta 1925 en donde el principio de exclusión de Pauli fuera introducido, qué el modelo original de conducción de Drude tendría un drástico cambio en sus bases conceptuales. En concreto cambio es representado por el paso de la distribución de velocidades de un gas de electrones (que es el modelo de partida para un Metal: distribución Maxwell-Boltzmann) a la distribución de Fermi-Dirac.

Distribución (de velocidades) semiclásica de Maxwell-Boltzmann:

$$f_B(\vec{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$$

Distribución (de velocidades) de Fermí-Dirac:

$$f_D(\vec{v}) = \frac{\left(\frac{2\pi m}{h} \right)^3}{4\pi^3} \frac{1}{\exp \left[\left(\frac{1}{2} m v^2 - k_B T_0 \right) / k_B T \right] + 1}$$

En 1972 Se consigue avanzar de manera sustancial en el campo teórico al poder levantar la restricción del electrón independiente, para entonces con una teoría cuántica más madura. Linhard[9] propuso un modelo teórico que hasta el día de hoy representa el tope de sofisticación en cuanto al análisis de la función dieléctrica se refiere (vía modelos de conductividad eléctrica).

Un estudio explícito se realiza en[12], se resumen las expresiones para la conductividad compleja:

Modelo de Drude

$$\sigma'_D(\omega) = \frac{\sigma_{0D} \gamma_D^2}{\omega^2 + \gamma_D^2}$$

$$\sigma''_D(\omega) = \frac{\sigma_{0D} \gamma_D \omega}{\omega^2 + \gamma_D^2}$$

En donde:

$$\sigma_{0D} = \frac{ne^2}{m\gamma_D}$$

Modelo de Lindhard

$$\sigma'_L(\omega) = \frac{4\sigma_{0L}\gamma_L^2\omega^2}{(\omega^2 + \gamma_L^2)^2}$$

$$\sigma''_L(\omega) = \frac{2\sigma_{0L}\gamma_L\omega(\omega^2 - \gamma_L^2)}{(\omega^2 + \gamma_L^2)^2}$$

En donde:

$$\sigma_{0L} = \frac{ne^2}{2m\gamma_L}$$

Y los parámetros γ_D, γ_L son las frecuencias de plasma de los modelos de Drude y Lindhard respectivamente.

1.4 Efecto Piel

Cuando tenemos una señal AC a través de un medio conductor ocurre un fenómeno de autoinducción que restringe la circulación de la corriente principalmente a su superficie.

Cuando una corriente eléctrica fluye a través de un conductor genera un campo magnético variable alrededor de éste, el cual genera a su vez un campo eléctrico que induce el movimiento de los electrones en el conductor. Estos electrones al moverse generan su propio campo magnético de tal manera que se opone al campo magnético AC generado por la señal original. Como consecuencia, la corriente eléctrica tiende a moverse cerca de la superficie del conductor, en donde el campo magnético que se opone tiene una intensidad menor, dando lugar al mencionado *efecto piel*.

La profundidad hasta la cual el 63% de la corriente fluye es llamada longitud de penetración y depende de la frecuencia de la señal AC y las propiedades eléctricas del conductor como la resistividad y la permeabilidad.

Para altas frecuencias la longitud de penetración se hace muy pequeña y la mayor parte de la corriente fluye en una capa muy delgada justo debajo de la superficie del conductor.

Para el caso del cobre, tenemos la siguiente tabla de longitud de penetración en función de la frecuencia AC[13]:

Figura 1-4 Longitud de penetración en función de la frecuencia AC para el cobre.

Frecuencia (Hz)	10	60	100	500	10^4	10^8	10^{10}
Longitud (mm)	20.8	8.6	6.6	2.99	0.66	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$6.6 \cdot 10^{-4}$

La relación entre la longitud de penetración y la conductividad eléctrica es[13]:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}}$$

En el caso en el que nuestro medio material se encuentra inmerso en un campo magnético externo DC, la permeabilidad magnética μ disminuye ocasionando un incremento en la longitud de penetración. Por este motivo el estudio de los perfiles de campo magnético externo DC es una variable que usualmente se controla en los experimentos de magneto impedancia gigante (MIG) en micro cables[14] y cintas [15].

1.5 Interacción Spin-Orbita

La interacción spin-orbita surge del acoplamiento entre las partes orbital y de spin de la función de onda del electrón alrededor del núcleo[16]. Esta interacción es atribuible a algunos fenómenos entre los que se encuentran el previamente mencionado efecto piel, el desdoblamiento Zeeman (Zeeman Splitting), el efecto de magneto-impedancia gigante[5] (GMI) y el efecto hall de spin[17]. Es de nuestro particular interés el efecto de magneto impedancia gigante.

Cuando un campo magnético es aplicado sobre un material que exhibe el efecto de GMI, éste afecta las propiedades magnéticas del material, afectando la longitud de penetración y así la respuesta en impedancia del material. Los electrones de conducción de materiales ferromagnéticos[2], [15] y ferrimagnéticos tienden a tener una fuerte interacción con el campo magnético local (debido al momento magnético de los átomos y electrones internos a través del medio material), el cual puede variar de manera espacial debido a la disposición y dinámica de los dominios magnéticos.

Capítulo 2: Espectroscopia de Impedancia

La espectroscopia de impedancia es el conjunto de técnicas (en función de la frecuencia) que nos permiten observar el comportamiento eléctrico de un espécimen mediante el análisis y modelamiento de la impedancia. Los modelos de relajación dieléctrica de Debye y Cole-Cole tienen un equivalente eléctrico que nos permiten trasladar el estudio de la función dieléctrica al campo de la teoría de circuitos; dando lugar al análisis de la función dieléctrica mediante la cantidad física de Impedancia.

2.1 Modelo de relajación dieléctrica de Debye

La permitividad eléctrica (constante dieléctrica, función dieléctrica) de un material puede entonces considerarse cómo una cantidad que toma cuenta de la polarización de un material en respuesta a campos eléctricos en el caso de un material dieléctrico, y por otro lado en los metales gobierna el comportamiento de cargas (modeladas como un gas de electrones) que oscilan bajo la influencia de un campos eléctricos alternantes, los cuales pueden ser aplicados externamente o internamente (mediante la circulación de una corriente eléctrica a través del material).

En el caso en que se aplica el campo internamente se suele someter el material a una diferencia de potencial que genera una corriente AC sobre éste, y debido a la naturaleza inherente a la constitución de esos “bloques” (o unidades fundamentales de materia) con los que modelamos el material, tenemos un mecanismo de respuesta en casos concretos[13].

En general no esperamos una respuesta inmediata ante los cambios en el campo eléctrico que suponen la alternancia de la señal, dando lugar a la dependencia (de la función dieléctrica, conductividad, impedancia etc.) en la frecuencia de la señal aplicada y justificando de paso el uso de los números complejos para describir este fenómeno mediante un retraso en el ángulo de fase (en su forma polar).

Un modelo de relajación dieléctrica sencillo y conciso en función de la frecuencia angular, es el modelo de relajación dieléctrica de Debye[11], propuesto por Pieter Debye en 1929

en su libro *Polar Molecules*, este modelo combina elementos teóricos y se apoya en detalladas medidas experimentales de la polarizabilidad de líquidos y sólidos en función de frecuencia, allí se proponen las siguientes expresiones explícitas para la parte real e imaginaria de la función dieléctrica:

$$\text{Re}[\varepsilon(x)] = \varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + x^2}$$

$$\text{Im}[\varepsilon(x)] = -\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + x^2}$$

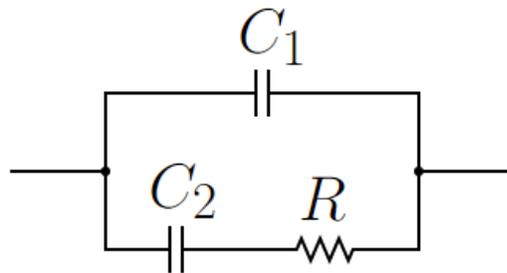
El estudio de un modelo de relajación dieléctrica puede llevarse a cabo a través de técnicas de espectroscopia de impedancia, estudiando la respuesta de impedancia del material bajo condiciones controladas y relacionando ambas cantidades mediante la expresión[18]:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0} \frac{1}{Z(\omega)} = \varepsilon' - i\varepsilon''$$

En donde $Z(\omega)$ es la respuesta de impedancia compleja del material en función de la frecuencia angular $\omega = 2\pi f$.

En estos términos podemos redescubrir el modelo de Debye a partir del siguiente circuito equivalente:

Figura 2-1 Circuito equivalente asociado al modelo de Debye de relajación dieléctrica.



Al realizar los cálculos para hallar la impedancia del circuito presentado anteriormente llegamos a la expresión:

$$\frac{1}{Z} = \frac{R(\omega C_2)^2}{1 + (R\omega C_2)^2} + i\omega C_1 + \frac{i\omega C_2}{1 + (R\omega C_2)^2}$$

La cual reescribimos utilizando las siguientes identificaciones[18]:

$$\begin{aligned}\tau &= RC_2 \\ C_2 &= (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0 \\ C_1 &= \varepsilon_\infty\varepsilon_0 \\ \frac{1}{Z} &= \frac{i\tau\omega^2(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0}{i(1 + \tau^2\omega^2)} + i\omega\varepsilon_\infty\varepsilon_0 + \frac{i\omega(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0}{1 + \tau^2\omega^2}\end{aligned}$$

Ayudados de estas ecuaciones podemos redescubrir el modelo de Debye, identificando las partes real e imaginaria de la siguiente expresión:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0} \frac{1}{Z(\omega)} = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \tau^2\omega^2} - i \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\tau\omega}{1 + \tau^2\omega^2}$$

La cual se corresponde con el modelo de Debye con $x = \tau\omega$.

En este punto vale la pena aclarar que la ruta recorrida por Debye fue predominantemente experimental y su metodología la heredada de los experimentos electroquímicos que más adelante se consideran precursores en la espectroscopia de impedancia.

Debye analiza en su obra resultados de experimentos que permiten conocer la polarizabilidad de sustancias bajo la influencia de señales AC apoyado de los avances tempranos en el estudio del cristal armónico (hasta el modelo de Drude, no se incorporan las correcciones de Sommerfeld).

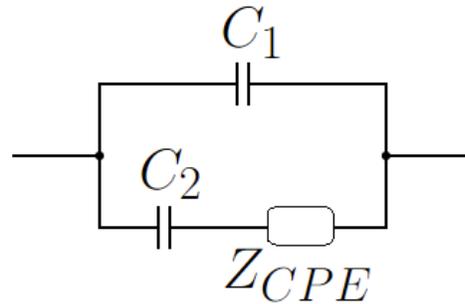
El modelo de Debye fue propuesto inicialmente para modelar líquidos polares, el tratamiento anterior nos conduce a la identificación de un sistema físico mediante un circuito equivalente; así que en esos términos se puede concluir que el modelo de Debye puede identificarse como un modelo de relajación dieléctrica predominantemente capacitivo en donde tenemos un único tiempo [19] de relajación o parámetro τ .

2.2 Modelo de relajación dieléctrica de Cole-Cole

El modelo propuesto por K. Cole y R. Cole en 1941 hace referencia al modelo AC, la ruta histórica de sus estudios comprende desde 1938[20] y culmina con estudios DC[21](los cuales no son de nuestro interés)

Este modelo tiene sus bases en el modelo de Debye mencionado previamente: en términos de su circuito equivalente se corresponde con la inserción de un elemento de fase constante que justifica su relevancia con el correcto ajuste que provee en gran variedad de líquidos polares y sólidos, en la figura 2-2 vemos su circuito equivalente.

Figura 2-2 Circuito equivalente asociado al modelo de Cole-Cole.



En donde el término de fase constante tiene la forma *empírica* de:

$$Z_{CPE} = A(i\omega)^{-\alpha} = \frac{\tau_0^{1-\alpha}}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\epsilon_0} \cdot (i\omega)^{-\alpha}$$

Teniendo en cuenta este elemento de fase constante, los cálculos de impedancia para el circuito mostrado nos conducen a la siguiente expresión:

$$\frac{1}{Z} = i\omega C_1 + \frac{i\omega C_2}{1 + AC_2(i\omega)^{1-\alpha}}$$

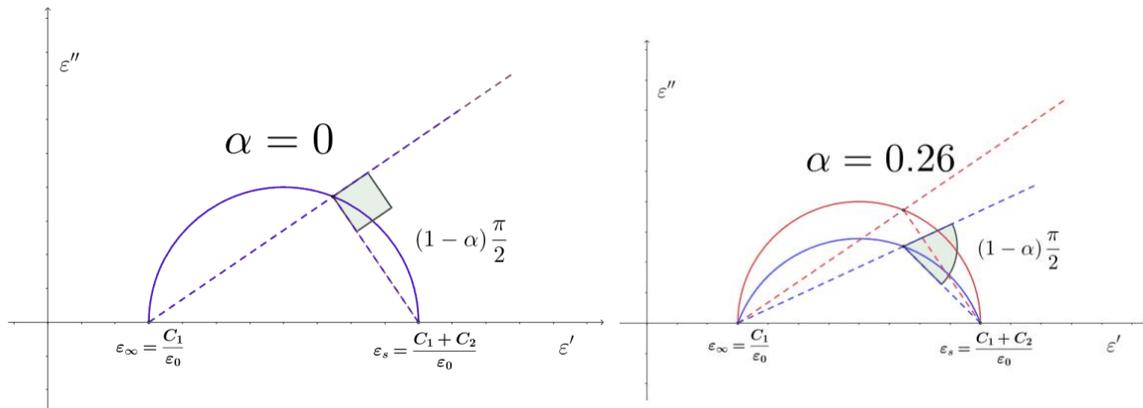
Teniendo en cuenta los valores con los que identificamos a C_1 y C_2 previamente, además del valor de la constante A podemos expresar el modelo de Cole Cole de la siguiente manera:

$$A = \frac{\tau_0^{1-\alpha}}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\epsilon_0}$$

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau_0)^{1-\alpha}}$$

Normalmente a los cuatro parámetros $\epsilon_\infty, \epsilon_0, \tau_0, \alpha$ se les conoce como los *parámetros de Cole-Cole*, y cabe resaltar que en el caso en el que $\alpha = 0$ este modelo se reduce al modelo de Debye con $\tau = \tau_0$.

Esto nos permite identificar al modelo de Cole-Cole con un modelo predominantemente capacitivo en donde tenemos un único tiempo de relajación y un único parámetro dispersivo (o de ajuste para modelar el medio material).

Figura 2-3 Gráficas ϵ'' vs ϵ' Izquierda: Modelo de Debye, Derecha: Modelo de Cole-Cole con $\alpha = 0.26$ 

Según vemos en la figura 2-3 el modelo de Debye puede describirse en términos geométricos como media circunferencia cuyo centro se ubica sobre el eje horizontal en un valor $\frac{\epsilon_{\infty} + \epsilon_s}{2}$ y tiene un valor de radio $\frac{\epsilon_{\infty} - \epsilon_s}{2}$.

Análogamente el modelo de Cole-Cole mantiene las características anteriores deformado continuamente (achatando) la curva según un parámetro adimensional $0 \leq \alpha \leq 1$.

2.3 Reactancias capacitiva e Inductiva

Hasta ahora solo se han presentado circuitos que contienen elementos capacitivos, esto tiene sentido en el experimento básico de espectroscopia de impedancia electroquímica[18], sin embargo es de gran interés estudiar circuitos RLC para el modelamiento de algunos tipos de materiales que presentan comportamiento no solo capacitivo sino también inductivo.

La reactancia es una medida de la oposición que presenta un componente a la corriente alterna en un circuito eléctrico. En el caso de la bobina (inductor), la reactancia inductiva (X_L) se debe al fenómeno de autoinducción. Cuando una corriente alterna fluye a través de una bobina, se genera un campo magnético a su alrededor que cambia de dirección y magnitud a medida que la corriente varía en el tiempo. Este campo magnético dependiente del tiempo necesariamente viene acompañado de un campo eléctrico que influye el movimiento de los electrones sobre el inductor, de tal manera que éstos se oponen a las causas que influyen su movimiento, es decir la variación inherente de la corriente AC original. La reactancia inductiva aumenta de manera directamente proporcional con la frecuencia de la señal y su expresión cerrada es:

$$X_L = i\omega L$$

La reactancia capacitiva (X_C) se debe al campo eléctrico oscilante que se establece entre las placas del capacitor. Éste campo se debe a la acumulación de cargas en las placas, el carácter oscilatorio de la corriente AC que se aplica a un elemento capacitivo produce un enfrentamiento constante entre el campo eléctrico que intenta establecer la corriente (con un exceso o defecto temporal de carga en las placas del capacitor) y el campo eléctrico previamente establecido entre las placas. A medida que aumenta la frecuencia de la señal el tiempo disponible para éste fenómeno dinámico se reduce, por esta razón la reactancia capacitiva disminuye a medida que aumenta la frecuencia de la señal original. Su expresión cerrada es:

$$X_C = \frac{1}{i\omega C}$$

Cuando los valores las reactancias capacitiva e inductiva son iguales decimos que producen una resonancia en el circuito que se evidencia con la generación de máximos y mínimos locales en la curva de impedancia en función de frecuencia de la señal AC[15].

Capítulo 3: Mediciones bajo la técnica de resonancia ferromagnética

Se llevaron a cabo mediciones de la respuesta de impedancia en función de frecuencia de los vidrios metálicos $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$ mediante la técnica de resonancia ferromagnética.

Las condiciones del experimento se adaptan inicialmente a las del laboratorio[5] de magnetismo de la sede, salvo la incorporación de una bobina centrada, capaz de albergar en su interior las muestras (en forma de cintas amorfas), dando como resultado una implementación de la técnica de resonancia ferromagnética.

3.1 Caracterización de la Bobina y el Portamuestra

Se realizan mediciones a diferentes campos magnéticos DC para la bobina descrita anteriormente, luego se procede a medir bajo las mismas condiciones el sistema combinado Bobina + portamuestras/baquela; con éste conjunto de medidas, podemos estudiar el sistema completo constituido por la bobina albergando la muestra (cinta + portamuestras).

Se procede a realizar un análisis estadístico de la familia de medidas para la bobina con el fin de simplificar los cálculos posteriores; para el sistema compuesto por bobina y baquela tenemos un promedio de 0.3% de variación punto a punto. Esto permite concluir que éste conjunto se corresponde con una familia de curvas con una variación atribuible a la precisión del instrumento de medida (que representa en conjunto el equipo de Magneto impedancia del laboratorio).

Podemos quedarnos con una sola curva de respuesta de impedancia de la bobina y el sistema compuesto por bobina + baquela para cualquier campo magnético DC entre [0Oe,74Oe] ya que la bobina en sí misma no responde al campo externo (salvo una variación $\leq 1\%$ en un intervalo cercano al de resonancia) en el experimento.

Figura 3-1 Familia de curvas superpuestas de magnitud de impedancia de la bobina en función de la frecuencia para diferentes Campos externos DC.

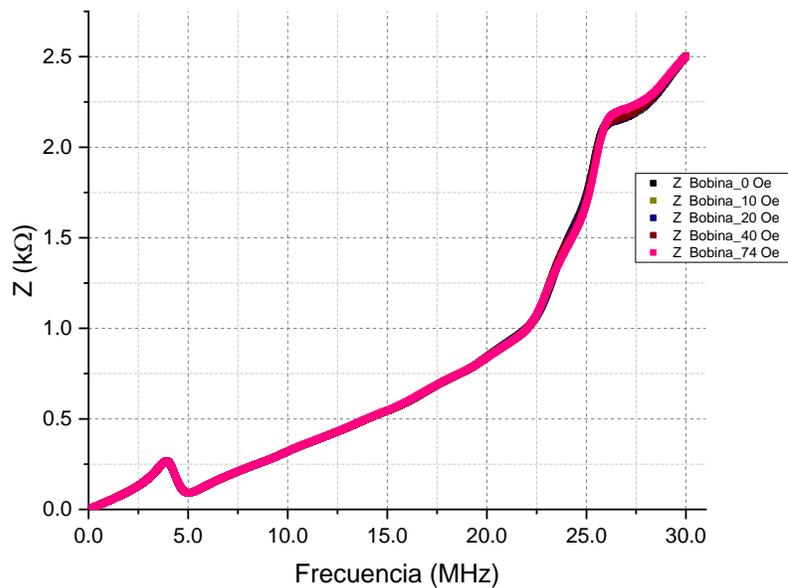


Figura 3-2 Familia de curvas superpuestas de magnitud de impedancia del sistema compuesto por la baqueta y la bobina (B&B) en función de la frecuencia para diferentes Campos externos DC.

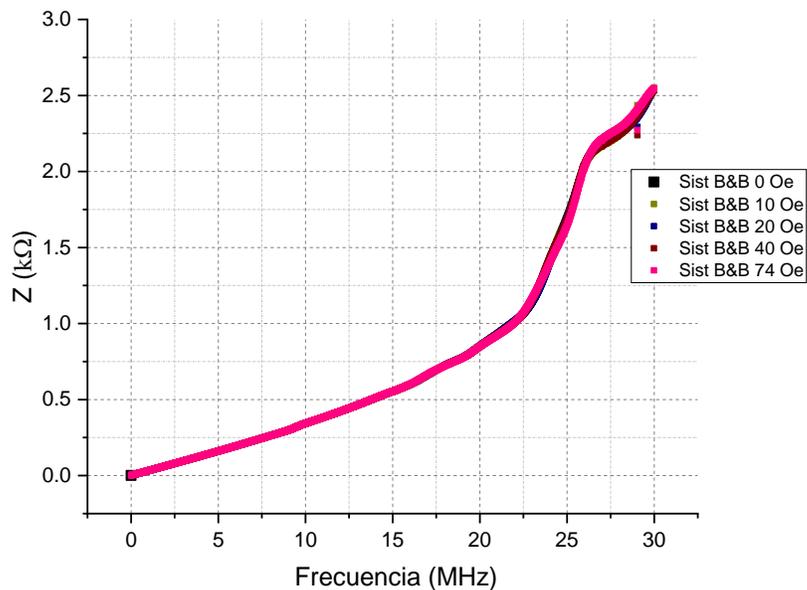
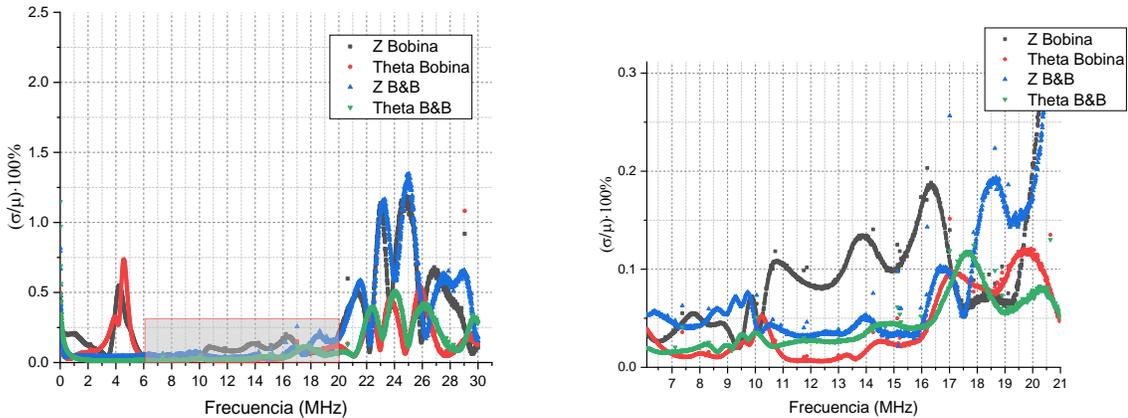


Figura 3-3 Variación de la familia de curvas de magnitud de impedancia y ángulo de fase en función de la frecuencia de los sistemas bobina y baquela + bobina para todos los Campos externos DC. Derecha. Magnificación región de frecuencia 6MHz-20MHz



Repetimos el mismo procedimiento para el sistema compuesto por bobina + baquela, tenemos un promedio de 0.3% de variación punto a punto hasta los 20 MHz (luego observamos una predominancia en la respuesta de la bobina, lo cual permite concluir que éste conjunto se corresponde con una familia de curvas con una variación atribuible a la precisión del instrumento de medida hasta los 20MHz, luego de ésta barrera es conveniente utilizar la curva del sistema baquela + bobina al mismo valor de campo externo DC con el de la muestra que se desea comparar; procedemos a extraer una curva promedio para simplificar los cálculos hasta los 20MHz (en donde nos encontramos siempre por debajo del 0.75% de variación).

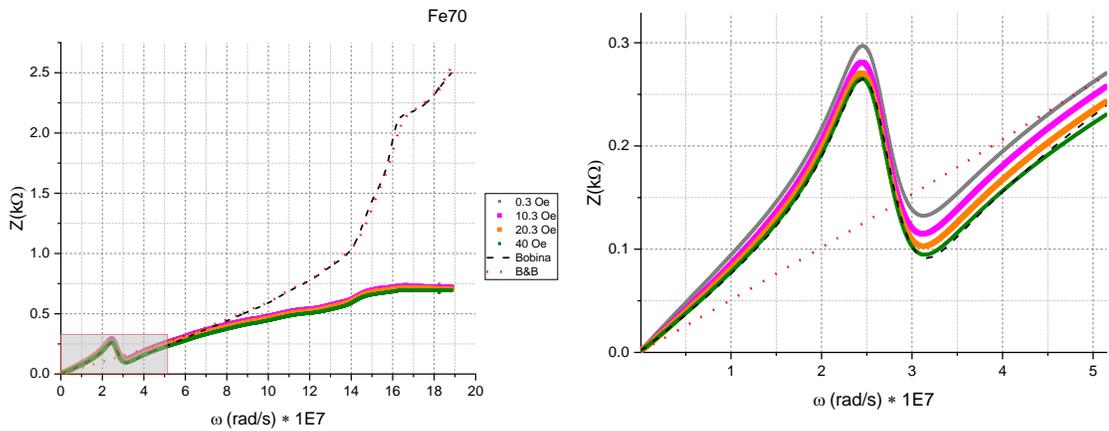
3.2 Análisis de medidas de cintas amorfas basadas en hierro (Fe)

Se realizaron las medidas correspondientes a nuestros vidrios metálicos de interés en forma de cintas amorfas; éstos materiales al ser magnéticamente blandos presentan una respuesta al campo magnético DC externo: desde la influencia sobre el movimiento orbital de los electrones de conducción hasta la tendencia de alineación de los momentos magnéticos con el campo externo, dando lugar a fenómenos de magnetotransporte y permitiéndonos investigar sobre propiedades eléctricas por medio de la impedancia compleja. Éste tipo de materiales presentan temperatura crítica cercana a temperatura ambiente[22], en particular nos facilita interrelacionar las propiedades y procesos eléctricos con los procesos físicos cercanos al punto crítico[23]. La interacción de intercambio en este tipo de materiales es fuerte, seguida de la interacción spin-orbita [16], [22]

3.2.1 Cintas amorfas de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$

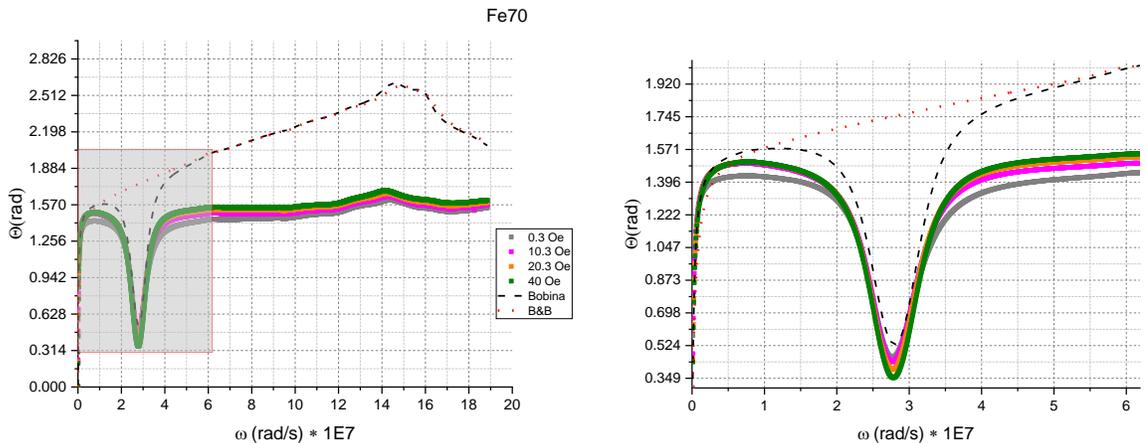
Se procede a realizar las medidas de impedancia correspondientes a las muestras de Fe_{70} ($\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$) a continuación presentamos los resultados de impedancia junto con las curvas de calibración de la bobina y el sistema bobina + portamuestras/baquela (B&B)

Figura 3-4 Familia de curvas superpuestas de magnitud de impedancia en función de la frecuencia de la muestra Fe_{70} para diferentes campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina. La línea discontinua en color negro representa la curva promedio de respuesta de la bobina, la línea punteada roja la respuesta del sistema bobina + portamuestras y las líneas en color corresponden a la respuesta de la muestra.



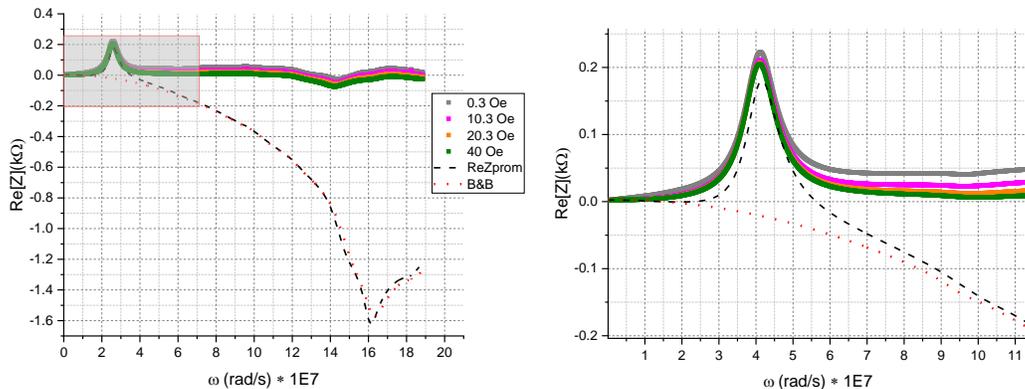
Observamos que la muestra recobra los picos que atenúa el sistema bobina + portamuestras (B&B), además corre levemente los puntos en donde ocurre la resonancia.

Figura 3-5 Familia de curvas superpuestas de ángulo de fase en función de la frecuencia de la muestra Fe_{70} para diferentes Campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina.



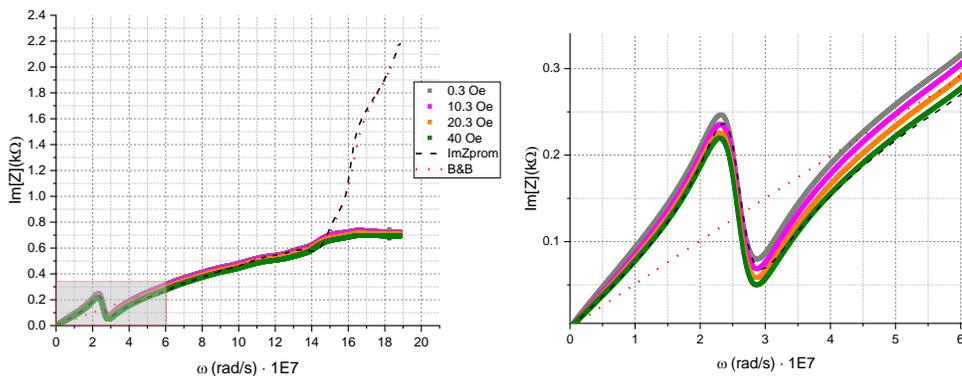
La familia de curvas de ángulo de fase nos ayudan a visualizar mejor la región que comprende esta región de resonancia; como vemos en la Figura 3-6, dicho cambio se evidencia principalmente en la componente real de la impedancia.

Figura 3-6 Familia de curvas superpuestas de componente real de impedancia en función de la frecuencia de la muestra Fe70 para diferentes Campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina.



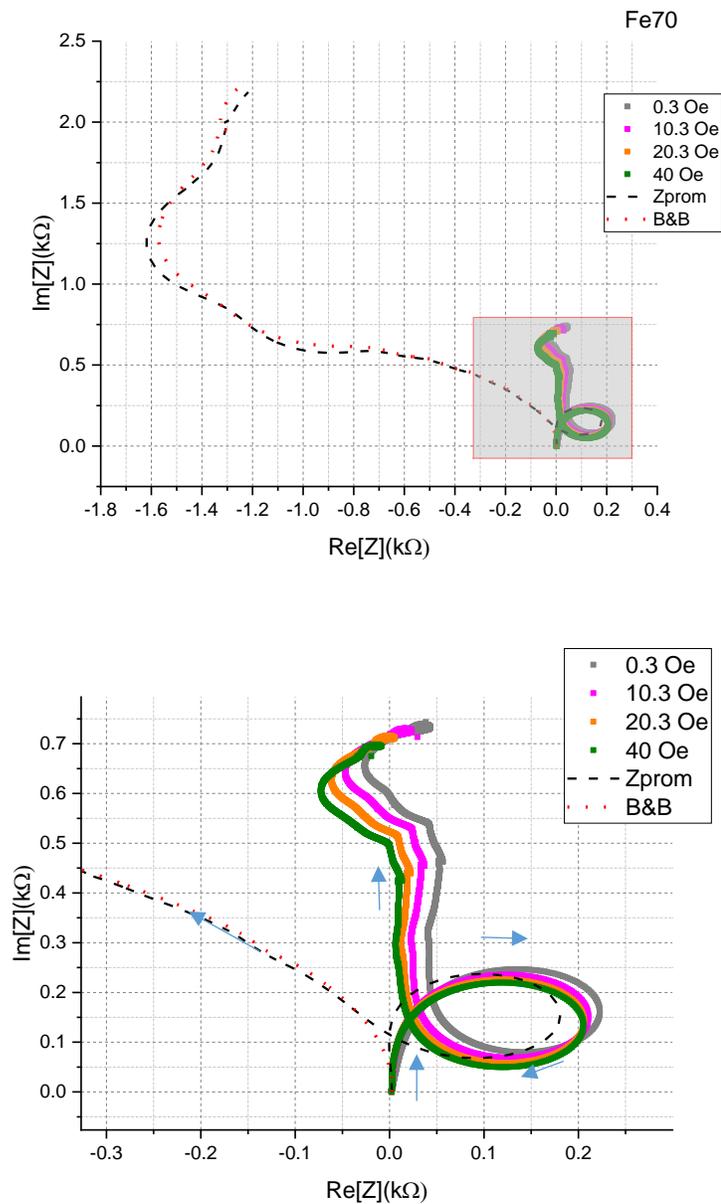
Por otro podemos observar en la familia de curvas de componente imaginaria de la impedancia que la tendencia de la curva es muy uniforme luego de la región de resonancia, el campo magnético externo reduce levemente los puntos en donde ocurren los picos resonantes y antiresonantes.

Figura 3-7 Familia de curvas superpuestas de componente imaginaria en función de la frecuencia de la muestra Fe70 para diferentes Campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina.



Finalmente presentamos en la Figura 3-8 la familia de curvas de impedancia en el plano complejo (se indica la dirección de recorrido de la frecuencia).

Figura 3-8 Familia de curvas superpuestas de impedancia en el plano complejo de la muestra Fe70 para diferentes Campos externos DC. Inferior. Recuadro que incluye flechas que indican el recorrido de aumento de la frecuencia.



Las Figuras muestran claramente un efecto de disminución en la respuesta de impedancia para la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. Dicho efecto puede modelarse con una atenuación proporcional a la magnitud del campo magnético DC externo, i.e. a mayor campo magnético mayor atenuación de la respuesta en impedancia de la muestra, esto tiene relación a que nuestras muestras son cintas de materiales magnéticos blandos, que interactúan con el campo magnético externo que se establece en el experimento.

3.2.2 Cintas amorfas de $[(Fe_{50}Co_{50})_{75}B_{20}Si_5]_{96}Nb_4$

Presentamos ahora los resultados para nuestro segundo vidrio magnético.

Figura 3-9 Familia de curvas superpuestas de magnitud de impedancia en función de la frecuencia de la muestra (FeCo)75 para diferentes Campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina.

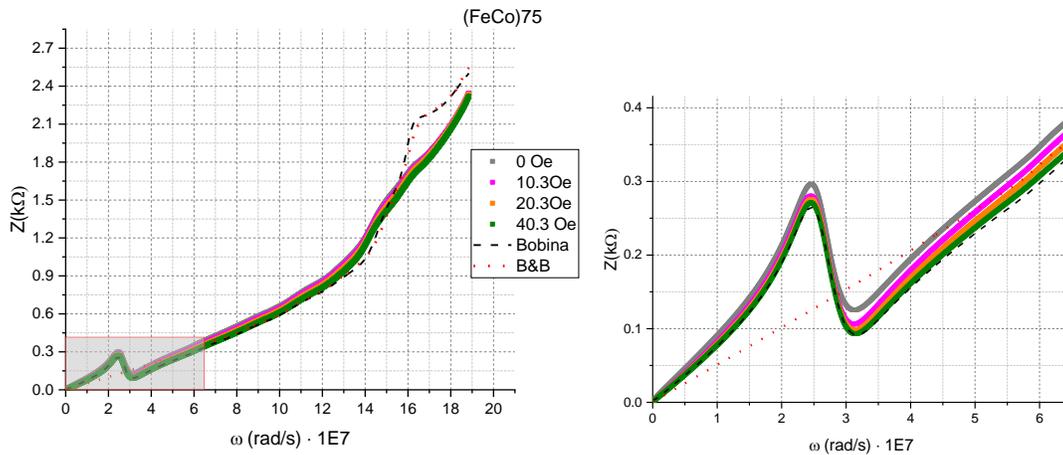


Figura 3-10 Familia de curvas superpuestas de ángulo de fase de impedancia en función de la frecuencia de la muestra (FeCo)75 para diferentes Campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el

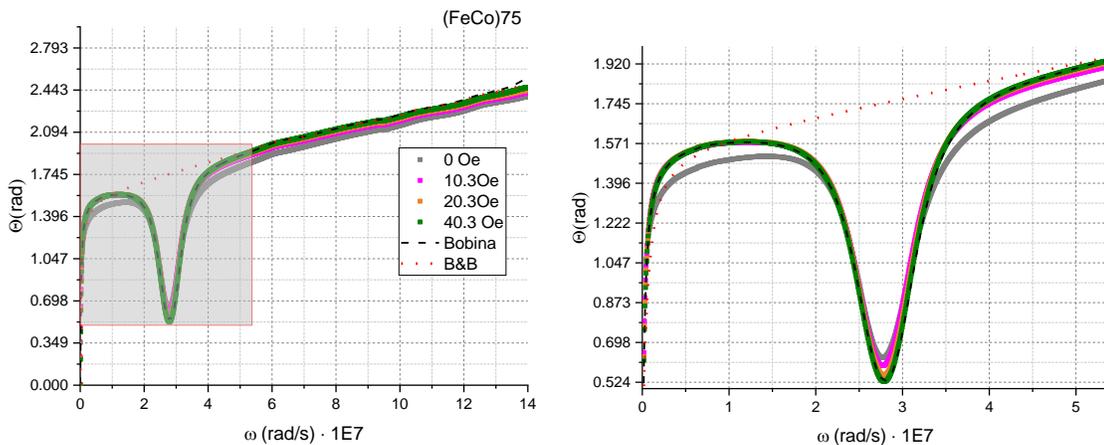


Figura 3-11 Familia de curvas superpuestas de componente real de impedancia en función de la frecuencia de la muestra (FeCo)75 para diferentes campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina.

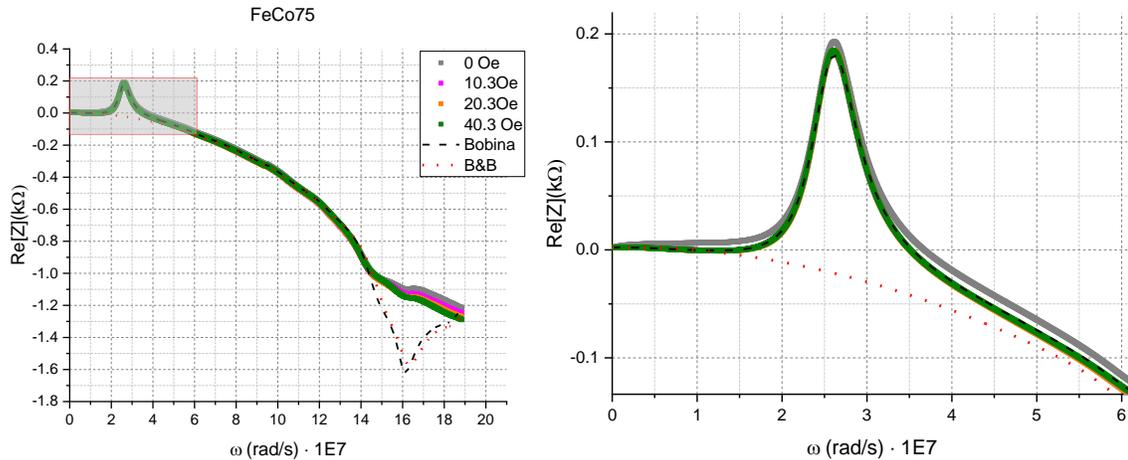
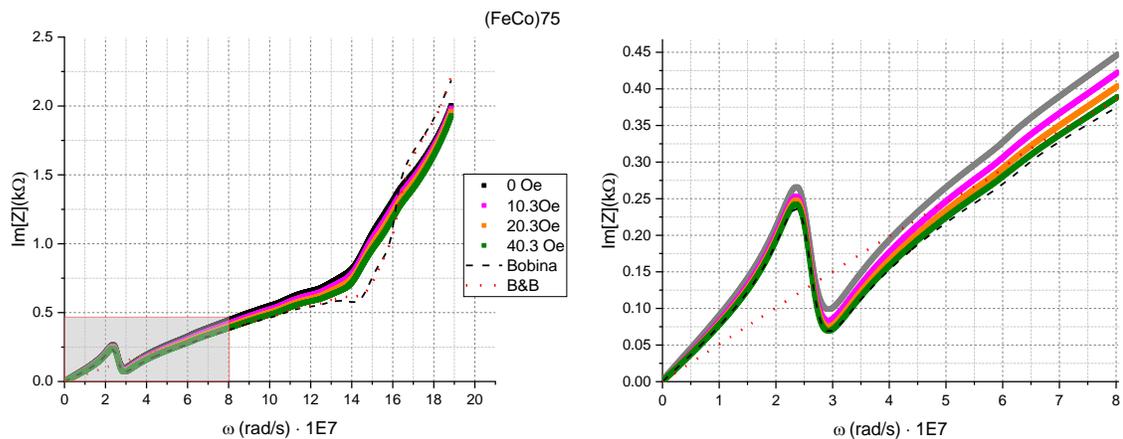


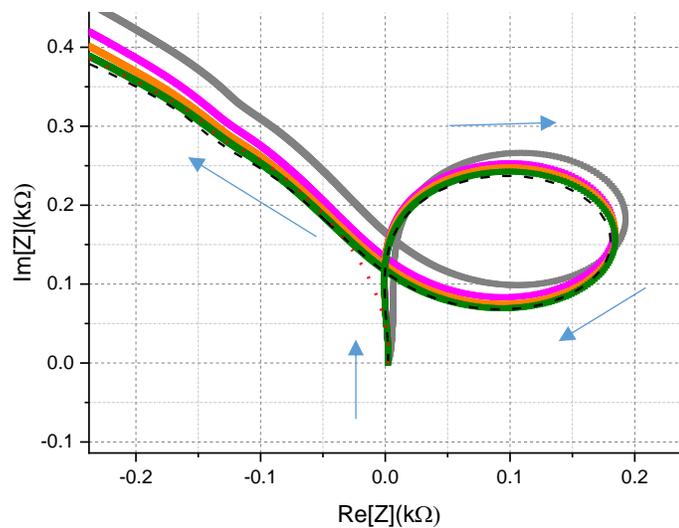
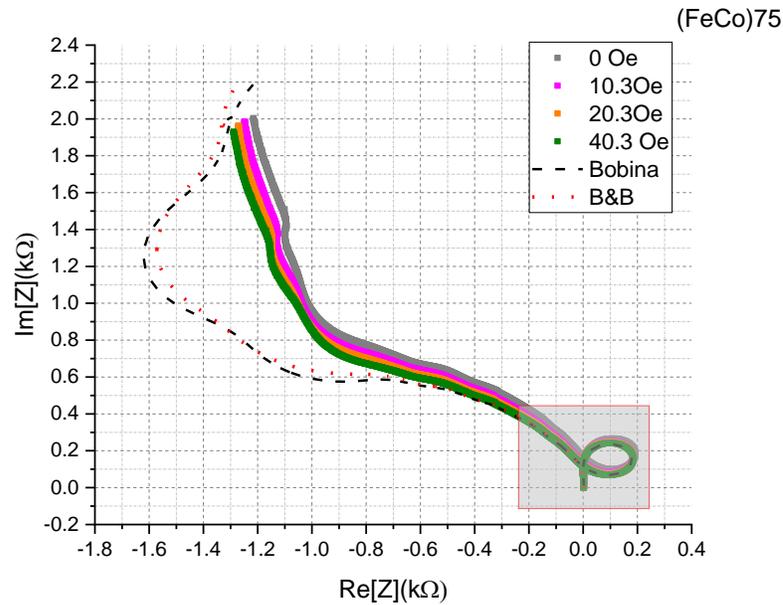
Figura 3-12 Familia de curvas superpuestas de componente imaginaria de impedancia en función de la frecuencia de la muestra (FeCo)75 para diferentes Campos externos DC. Derecha. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia de la bobina.



El comportamiento de (FeCo)75 es más intrincado; en el intervalo de resonancia tanto las familias de curvas de componente real como imaginaria muestran una leve distribución de atenuaciones proporcional al campo magnético externo; en términos generales vemos que esta muestra tiene una respuesta más atenuada (en el sentido de que su comportamiento se distancia poco de la respuesta de background), sin embargo, se evidencia plena diferencia entre las medidas justificando así el uso de la técnica.

Finalmente podemos ver en la figura que contiene la superposición de curvas en el plano complejo que la muestra de (FeCo)75 tiene una respuesta menor que la de Fe70.

Figura 3-13 Familia de curvas superpuestas de impedancia en el plano complejo de la muestra (FeCo)75 para diferentes Campos externos DC. Inferior. Recuadro que incluye el intervalo de resonancia, flechas que indican el recorrido de aumento de la frecuencia.



En ambos casos nuestros materiales magnéticos (vidrios metálicos) tienen una respuesta predominantemente inductiva, pues es claro que la magnitud de la impedancia es

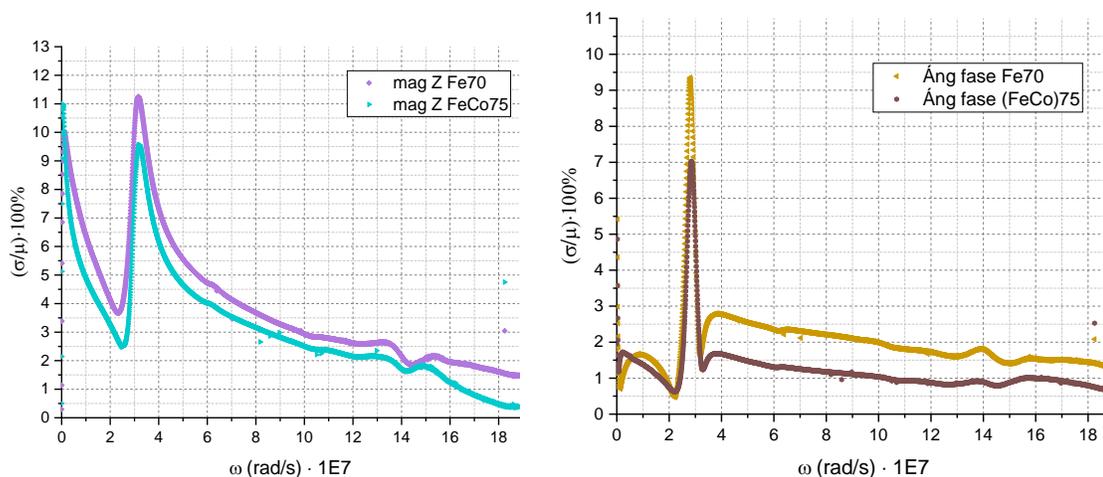
estrictamente creciente salvo un corto intervalo luego del primer pico de resonancia, siguiendo este comportamiento por lo menos hasta los 20 MHz.

Cabe resaltar que nuestras muestras no han tenido ningún tratamiento térmico luego de sus síntesis por la técnica *melt spinning*[5], podemos encontrar estudios de materiales magnéticos basados en hierro en donde se efectúa el mismo experimento que en el presente trabajo salvo el recocido de las muestras posterior a su síntesis[15].

En tales condiciones de estudio se evidencia un realce en los picos de resonancia proporcionales al campo magnético aplicado, la cual es atribuida a un efecto de resonancia magneto-elástica según sus autores [15].

Finalmente se presenta el mismo análisis estadístico aplicado a las muestras Fe70 y FeCo75 con el fin de sustentar la metodología implementada en el experimento.

Figura 3-14 Variación de magnitud de impedancia y ángulo de fase en función de la frecuencia de las muestras de Fe70 y FeCo75 para los campos externos DC



Esto nos indica que tenemos capacidad de medida por los menos hasta los $8 \cdot 10^7$ rad/s.

3.3 Posibles aplicaciones tecnológicas

Los materiales ferromagnéticos usualmente favorecen la aparición del fenómeno de magneto impedancia gigante. Mediante la medición de una variación en la impedancia, se puede inferir acerca de la magnitud o dirección del campo magnético externo (alrededor del material). Estas mediciones se realizan a temperatura ambiente, convirtiendo el material en objeto de aplicaciones en el campo de la tecnología como sensores de alta precisión y componentes de dispositivos electrónicos miniatura[22], [24], [25].

Capítulo 4: Modelamiento de resultados

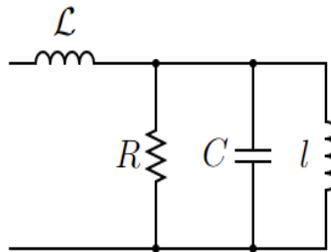
El presente capítulo tiene como propósito buscar la mejor estrategia para ajustar y comprender las medidas de nuestros vidrios metálicos (Cap. 3); pero a la vez intentando establecer de manera general una metodología teórico-numérica que acompañe la técnica de medida.

4.1 Modelamiento: Circuito equivalente

Habiendo establecido las bases del estudio de la función dieléctrica en términos de impedancia y circuitos eléctricos (Cap. 2), buscamos un circuito equivalente para modelar la respuesta del sistema compuesto por la bobina + muestra + portamuestras.

Se propone el circuito equivalente de la figura 4-1 para intentar representar las características de nuestro experimento.

Figura 4-1 Circuito equivalente propuesto para el sistema de estudio.



El circuito es predominantemente inductivo (distanciándonos de las consideraciones de los modelos de Debye y Cole-Cole[26]), la expresión en el dominio complejo de la impedancia en función de la frecuencia es:

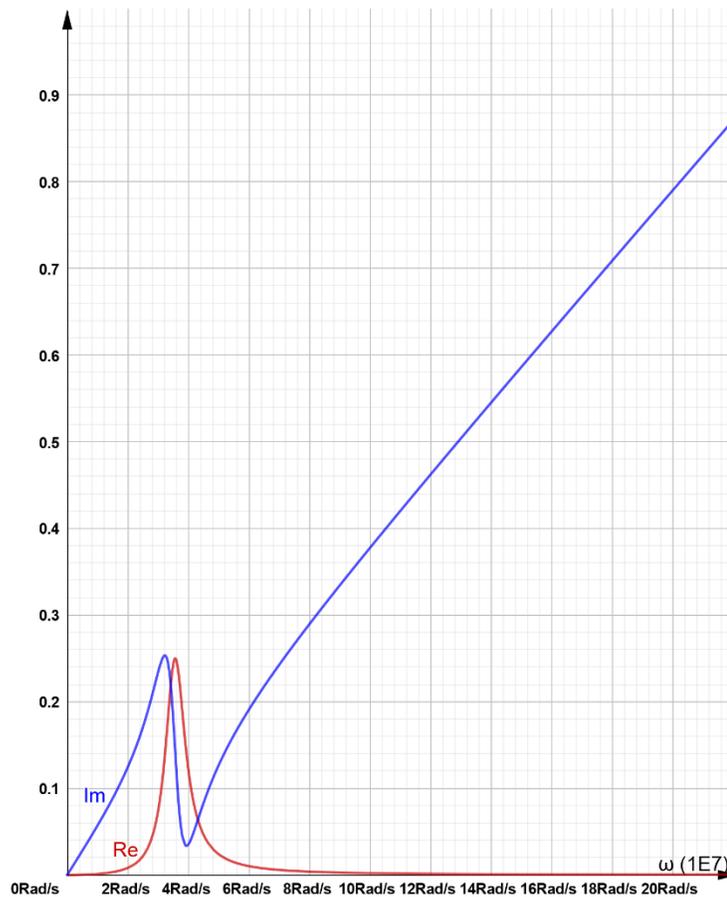
$$Z(\omega) = \frac{R\omega^2 l^2}{R^2(1-\omega^2 l C)^2 + \omega^2 l^2} + i \left(\frac{R^2 \omega l (1-\omega^2 l C)}{R^2(1-\omega^2 l C)^2 + \omega^2 l^2} + \omega \mathcal{L} \right)$$

Debido a la presencia de elementos capacitivos e inductivos en el circuito, podemos inferir que existe una condición de resonancia (y anti resonancia) proveniente al acople de las reactancias capacitiva en inductiva asociada a éstos elementos.

A continuación, se presentan curvas simuladas a través de las expresiones real e imaginaria de la impedancia de éste circuito equivalente que se propone tomando los valores (parámetros):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= 4 \cdot 10^{-3} \text{H} \\ l &= 1.57 \cdot 10^{-3} \text{H} \\ C &= 5 \cdot 10^{-7} \text{F} \\ R &= 250 \Omega \end{aligned}$$

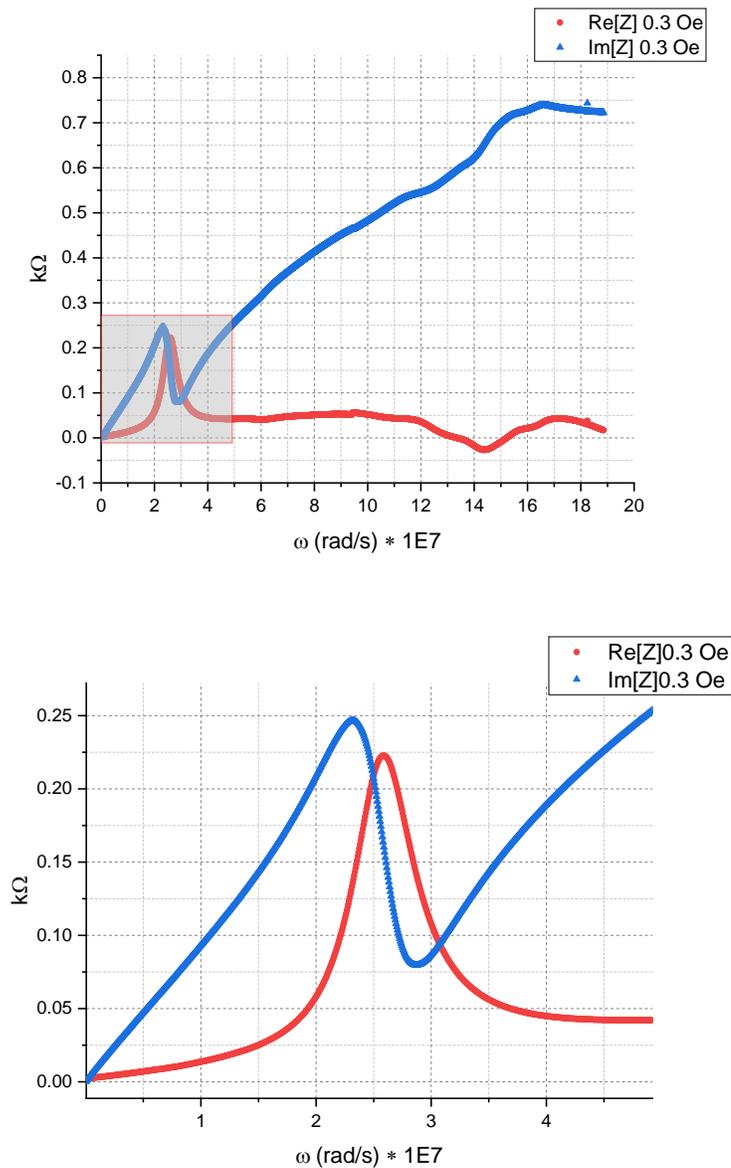
Figura 4-2 Simulación de componentes real e imaginaria del circuito equivalente propuesto para el sistema usando los valores (empíricos) mostrados arriba.



Podemos ver que este circuito describe bien la respuesta de impedancia que contiene a la muestra Fe70 y FeCo75 en el rango de frecuencia donde se presenta la resonancia principal (para nuestro caso $0 \leq \omega \leq 5 \cdot 10^7 \text{ rad/s}$)

A continuación, presentamos la comparación con la muestra Fe70 en la figura 4-3.

Figura 4-3 Componentes real e imaginaria de la muestra Fe70. Inferior: recuadro que incluye el intervalo de resonancia.



Podemos ver que en términos de la forma de las curvas se consigue modelar las principales características de las componentes real e imaginaria.

En el intervalo $5 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{s}} \leq \omega \leq 14 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ podemos diferenciar los comportamientos de Fe70 y FeCo75.

Nuestro circuito equivalente podría incluso modelar la respuesta de Fe70 en el intervalo completo $0 \leq \omega \leq 14 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, pues podemos ver de la Figura 4-2 que la parte real decrece a medida que aumenta la frecuencia.

La respuesta de FeCo75 en cambio, no puede modelarse con nuestro circuito equivalente más allá del intervalo de resonancia, ya que es claro que la parte real de nuestro circuito equivalente nunca toma valores negativos (i.e. $\text{Re}[Z(\omega)] \geq 0$ para todo $\omega \geq 0$); este comportamiento refuerza la propuesta de considerar nuestro análisis en rangos de frecuencia.

Para $\omega \geq 14 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ podemos notar que se intenta establecer una región de resonancia secundaria, que no se alcanza a desarrollar completamente; nuevamente aquí observamos que nuestros vidrios metálicos responden de manera esencialmente diferente: la muestra de Fe70 no tiende a anular esta nueva resonancia, mientras que la muestra de FeCo75 si responde con dicha tendencia, nuevamente exhibiendo un comportamiento cercano al de un dieléctrico.

Esta interpretación es coherente con resultados de efecto Hall[22], [23] que revelaron que la concentración de portadores de carga para el FeCo75 es menor que para la muestra Fe70 (siendo la primera del orden de 10^{26}m^{-3} y la segunda del orden de 10^{26}m^{-3}).

Convencionalmente el análisis en el plano complejo de la función dieléctrica se lleva a cabo anteponiendo un signo a la parte imaginaria, (i.e. $-\text{Im}[\varepsilon(\omega)] = \varepsilon''$ vs $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] = \varepsilon'$) esto debido a que en el modelo de Debye, la parte imaginaria de la función dieléctrica es siempre negativa. Luego de desarrollar la relación $\varepsilon = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0 Z}$ en términos de las partes real e imaginaria de la impedancia obtenemos:

$$\varepsilon(\omega) = -\frac{\text{Im}[Z(\omega)]}{\omega\varepsilon_0\|Z(\omega)\|^2} - i\frac{\text{Re}[Z(\omega)]}{\omega\varepsilon_0\|Z(\omega)\|^2}$$

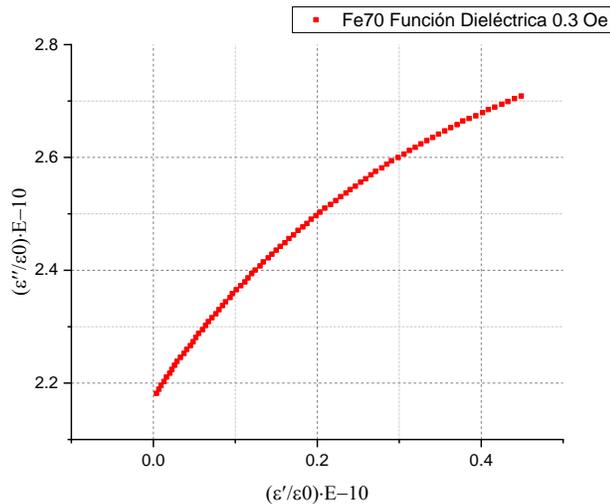
Claramente vemos que la condición $\text{Im}[\varepsilon(\omega)] < 0$ se corresponde con $\text{Re}[Z(\omega)] > 0$, condición que ya vimos que se satisface sólo en ciertas regiones para nuestros vidrios metálicos y únicamente para la muestra de Fe70.

Ahora nos valemos nuevamente de la relación entre la impedancia compleja y la función dieléctrica compleja para investigar cuál sería la respuesta de la función dieléctrica, de acuerdo con [26] que lo más que podremos adaptar los modelos de Debye y Cole-Cole al

estudio de nuestros sólidos magnéticos será en intervalos decrecientes de impedancia (i.e. intervalos/regiones de comportamiento capacitivo).

En la figura 4-3 se presenta el gráfico de la función dieléctrica en el rango de frecuencia de 2MHz a 2.9MHz

Figura 4-4 Función dieléctrica de la muestra Fe70 en el intervalo de frecuencia de 2MHz a 2.9MHz

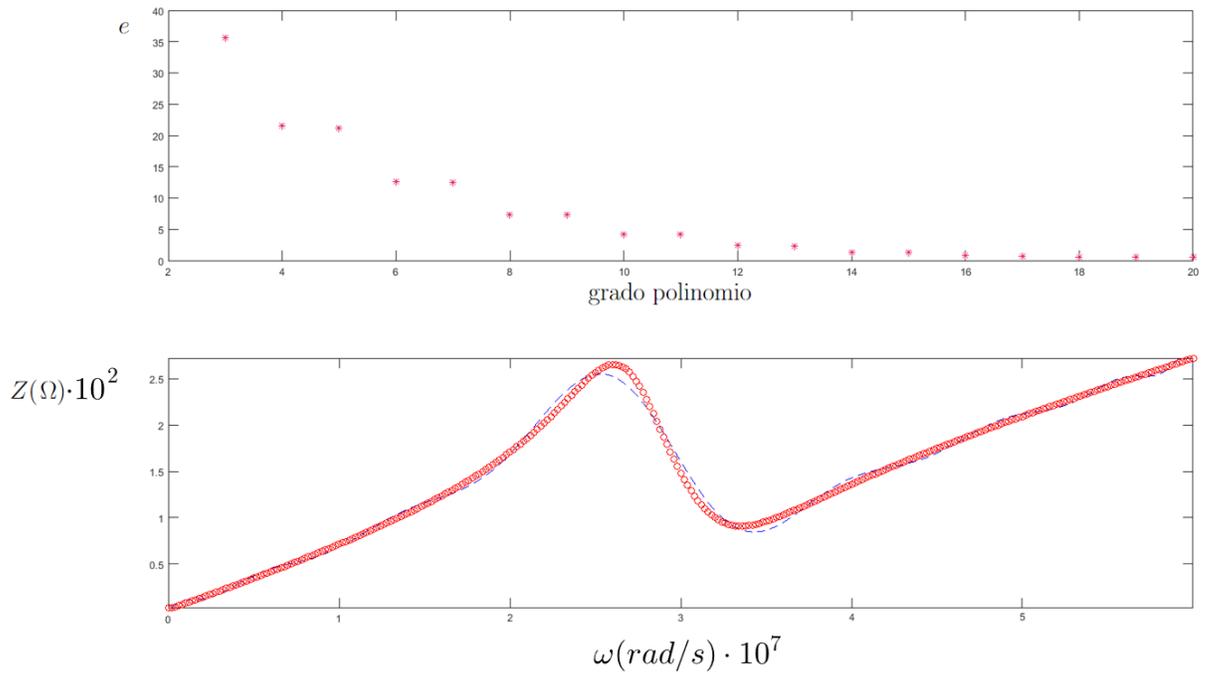


4.2 Modelamiento: Ajuste IA

Una ruta diferente se puede seguir mediante el diseño de una red neuronal que aprenda de los datos de impedancia que recolectamos en el experimento. Utilizando una red de tipo WASD[27] utilizando polinomios de Euler como funciones de activación podemos ajustar este conjunto de datos y obtener un polinomio en términos de nuestra variable independiente de frecuencia (o frecuencia angular ω).

El resultado es satisfactorio en el sentido de la precisión de la aproximación; se presenta un caso concreto de ajuste en el intervalo de resonancia para la curva promedio de la bobina, en la figura 4-5 se presentan los resultados de ajuste dando como resultado un error cuadrático total de $0.5056 (10^2 \Omega)^2$.

Figura 4-5 Ajuste IA de la respuesta de impedancia de la curva promedio de magnitud de la impedancia de la bobina. Los puntos rojos circulares son los datos de impedancia y la curva discontinua es la gráfica del polinomio de grado 18 obtenido mediante el ajuste.



El ajuste mediante IA se ha efectuado en experimentos de magnetoimpedancia gigante[28], [29], revelando ser un aliado a la hora de ajustar de manera numérica este comportamiento.

Conclusiones

4.1 Conclusiones

- Se revisaron modelos de la función dieléctrica para un metal a partir de la conductividad eléctrica.
- Se caracterizó el efecto de resonancia ferromagnética de una bobina y de un portamuestras constituido de baquelita. Usando el anterior sistema se analizó la impedancia y a través de ella el comportamiento dieléctrico de las muestras de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$
- La bobina presenta una resonancia la cual es afectada por la baquelita. Tanto la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$ afectan la resonancia de la bobina, lo cual indica que estas muestras tienen una resonancia propia.
- Se propuso un circuito equivalente de los anteriores sistemas el cual está constituido por inductancias \mathcal{L} y l , un capacitor C y una resistencia R conectándose la inductancia principal \mathcal{L} en serie con una configuración en paralelo de los otros elementos.
- Se observó que el efecto del campo magnético DC es el de hacer que la impedancia de cada muestra tienda a la impedancia de los sistemas Bobina y Bobina + Baquelita para el rango de frecuencia experimental usado en el presente trabajo.
- El circuito equivalente describe bien la impedancia de las muestras de nuestros vidrios metálicos, de la bobina y de los sistemas y bobina + baquelita en el intervalo de frecuencia de $0 \leq \omega \leq 5 \cdot 10^7 \text{ rad/s}$ que es donde se presenta la resonancia principal.
- El circuito equivalente propuesto describe adecuadamente la impedancia de la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ en un rango de frecuencia $0 \leq \omega \leq 14 \cdot 10^7 \text{ rad/s}$
- El circuito equivalente propuesto identifica de manera para métrica (vía los elementos del circuito equivalente) a cada sistema estudiado en el rango de

frecuencia $0 \leq \omega \leq 5 \cdot 10^7$ rad/s y en algunos casos puede extenderse hasta $14 \cdot 10^7$ rad/s

- Se observa que la impedancia de muestra $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}]_{96}\text{Nb}_4$ tiene un comportamiento más cercano al comportamiento de la bobina (o al comportamiento de la bobina + baqueta luego del intervalo de resonancia, características podrían estar asociadas a s número de portadores de carga.
- Las técnicas de ajuste de datos de inteligencia artificial pueden aplicarse al presente experimento con el fin de complementar desde el campo numérico el soporte de medidas de impedancia.
- Se cumplen los objetivos planteados en el anteproyecto correspondiente, el cual explícitamente menciona:

OBJETIVO PRINCIPAL	OBJETIVOS ESPECIFICOS
<p>Adaptar y desarrollar algoritmos numéricos que permitan el análisis del modelo Cole-Cole de los datos experimentales obtenidos mediante la técnica de magneto-impedancia, con el fin de estudiar características físicas de los materiales por medio de la constante dieléctrica y acompañar estudios experimentales realizados en el Laboratorio de Magnetismo y Materiales avanzados.</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Revisar los modelos de Debye y Cole-Cole para el análisis de diagramas de constante dieléctrica en el plano complejo. 2. Desarrollar algoritmos numéricos que permitan obtener los parámetros de Cole-Cole a partir de las medidas obtenidas de magnetoimpedancia. 3. Estudiar características magnéticas y de magneto-transporte de materiales basados en Fe por medio de la constante dieléctrica. 4. Proponer un ajuste numérico que incorpore el efecto del campo magnético en el modelo Cole-Cole. 5. Documentar los resultados obtenidos para su posterior divulgación.

4.2 Perspectivas

- Aumentar el rango del campo magnético externo DC puede ayudar a estudiar con más detalle el efecto sobre metales amorfos como los que se estudian en el presente trabajo.
- Implementar un algoritmo de ajuste de IA que incorpore funciones de activación diferentes que posiblemente puedan reducir el grado del polinomio ajustado.

A. Anexo: Trabajo presentado

Se presentó el siguiente trabajo en el XI congreso internacional de materiales en la ciudad de Santa Marta en el 2022.



"Materiales para la vida"

Estudio de la respuesta dieléctrica de los vidrios metálicos $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$ mediante los modelos de Debye y Cole-Cole.

Manuel Alejandro Clavijo Ceballos¹, Andrés Rosales Rivera¹
1. Universidad Nacional de Colombia, Sede Manizales

XI CONGRESO INTERNACIONAL DE MATERIALES Octubre 26 - 28, 2022, Hotel Irotama Resort, Santa Marta Colombia

Invita
Facultad de Minas
Sede Medellín

Organiza

Universidad
de Santander

UNIVERSIDAD
DE ANTIOQUIA

UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE COLOMBIA



**El comité organizador del XI Congreso Internacional de Materiales
XI CIM 2022**

Certifica que el trabajo titulado:

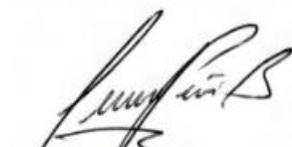
*Estudio de la respuesta dieléctrica de los vidrios
metálicos $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$ y $[(Fe_{50}Co_{50})_{7}B_{20}Si_5]_{96}Nb_4$ mediante los modelos de Debye y
Cole-Cole.*

Fue presentado por:

Manuel Alejandro Clavijo, Andrés Rosales Rivera

En la modalidad de Ponencia Oral

Santa Marta Colombia, 26-28 octubre, 2022



Darío Yesid Peña Ballesteros
Organizador, UIS



Félix Echeverría Echeverría
Organizador, UdeA



Hugo Armando Estupiñan Duran
Organizador, Director, UNAL

Bibliografía

- [1] M. Vah, "Giant magneto-impedance in soft magnetic Wiresamagnetic Wiresa," 2001.
- [2] F. L. A. Machado, C. S. Martins, and S. M. Rezende, "Giant magnetoimpedance in the ferromagnetic alloy Co₇₅-Fe Si₁₅+10."
- [3] L. V. Panina and K. Mohri, "Magneto-impedance effect in amorphous wires," *Appl Phys Lett*, vol. 65, no. 9, pp. 1189–1191, 1994, doi: 10.1063/1.112104.
- [4] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, and P. Ciureanu, "Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent," *Appl Phys Lett*, vol. 69, no. 20, pp. 3084–3085, Nov. 1996, doi: 10.1063/1.117312.
- [5] D. Gomez, "Estudio de las propiedades magneto – eléctricas de materiales magnéticamente blandos en forma de cintas, basados en hierro.," Universidad Nacional de Colombia, Manizales, 2015.
- [6] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, 4th ed. Cambridge University Press, 2017.
- [7] J. Reitz, *Foundations of Electromagnetic Theory*, 4th ed. Addison Wesley Publishing Co., 1960.
- [8] M. Alonso and Finn Edward J, *Fundamental University Physics*, 1st Ed., vol. II. Addison Wesley Publishing Company, 1967.
- [9] N. Ashcroft and D. Mermin, *Solid State Physics*, 1st Ed. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- [10] R. P. Suvarna, R. Rao, and K. Subbarangaiah, "A simple technique for a.c. conductivity measurements," 2002.
- [11] P. J. Debye, *Polar Molecules*. New York: The Chemical Catalog Company, Inc., 1929.
- [12] A. V. Andrade-Neto, "Dielectric function for free electron gas: Comparison between Drude and Lindhard models," *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 39, no. 2, 2017, doi: 10.1590/1806-9126-RBEF-2016-0206.
- [13] M. Sadiku, *Elements of Electromagnetics*, 3rd ed. New York: Oxford University Press, 2001.

- [14] A. Zhukov, L. Gonzalez-Legarreta, M. Ipatov, P. Corte-Leon, J. M. Blanco, and V. Zhukova, "Giant magnetoimpedance effect at GHz frequencies in amorphous microwires," *AIP Adv*, vol. 9, no. 12, Dec. 2019, doi: 10.1063/1.5129891.
- [15] Z. M. Wu *et al.*, "Magnetoelastic resonance enhancement of longitudinally driven giant magnetoimpedance effect in FeCuNbSiB ribbons," *Physica B Condens Matter*, vol. 405, no. 1, pp. 327–330, Jan. 2010, doi: 10.1016/j.physb.2009.08.088.
- [16] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*. New York: Oxford University Press, 2001.
- [17] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, "Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System," *Phys Rev Lett*, vol. 94, no. 4, p. 047204, Feb. 2005, doi: 10.1103/PhysRevLett.94.047204.
- [18] E. Barsoukov and R. Macdonald, *Impedance spectroscopy: theory, experiment, and applications*, 2nd Ed. N.J.: Wiley-Interscience, 2005.
- [19] K. S. Cole and R. H. Cole, "Dispersion and absorption in dielectrics I. Alternating current characteristics," *J Chem Phys*, vol. 9, no. 4, pp. 341–351, 1941, doi: 10.1063/1.1750906.
- [20] R. H. Cole, "Dielectric absorption in polar media and the local field," *J Chem Phys*, vol. 6, no. 7, pp. 385–391, 1938, doi: 10.1063/1.1750273.
- [21] K. S. Cole and R. H. Cole, "Dispersion and absorption in dielectrics: II. Direct current characteristics," *J Chem Phys*, vol. 10, no. 2, pp. 98–105, 1942, doi: 10.1063/1.1723677.
- [22] A. Rosales-Rivera, "Static critical exponents, anisotropy, Hall and magnetocaloric effects, and magnetic interactions in FeCr, FeCo, and MnFe-based alloy ribbons," *Rev Acad Colomb Cienc Exactas Fis Nat*, vol. 46, no. 180, pp. 656–674, Jul. 2022, doi: 10.18257/raccefyn.1686.
- [23] A. Rosales-Rivera *et al.*, "Magnetic Critical Behavior, Hall and Magneto-Impedance Effects in Fe-Co-Based Metallic Glasses," *IEEE Trans Magn*, vol. 57, no. 2, Feb. 2021, doi: 10.1109/TMAG.2020.3013294.
- [24] Z. C. Wang *et al.*, "Longitudinally driven giant magnetoimpedance effect in stress-annealed Fe-based nanocrystalline ribbons," *J Appl Phys*, vol. 87, no. 9 II, pp. 4819–4821, 2000, doi: 10.1063/1.373170.
- [25] C. Kang, T. Wang, C. Jiang, K. Chen, and G. Chai, "Investigation of the giant magneto-impedance effect of single crystalline YIG based on the ferromagnetic

- resonance effect," *J Alloys Compd*, vol. 865, Jun. 2021, doi: 10.1016/j.jallcom.2021.158903.
- [26] J. Xiang, D. Cheng, F. S. Schlindwein, and N. B. Jones, "On the adequacy of identified Cole-Cole models," *Comput Geosci*, vol. 29, no. 5, pp. 647–654, 2003, doi: 10.1016/S0098-3004(03)00032-3.
- [27] Y. Zhang, D. Chen, and C. Ye, *Toward deep neural networks: WASD neuronet models, algorithms, and applications*, 1st Ed. Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2019.
- [28] N. Derebasi, O. Caylak, and N. Derebasi, "Prediction of giant magneto impedance on As-cast and post production treated Fe_{4.3}Co_{68.2}Si_{12.5}B₁₅ amorphous wires using neural network Investigation of Magnetic Domains and its effect to the Grain-oriented Fe-3%si steel. View project Prediction of giant magneto impedance on As-cast and post production treated Fe 4.3 Co 68.2 Si 12.5 B 15 amorphous wires using neural network," 2008. [Online]. Available: <https://www.researchgate.net/publication/289567871>
- [29] N. Derebasi, "Giant magnetoimpedance effect: Concept and prediction in amorphous materials," in *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, Apr. 2013, pp. 1075–1078. doi: 10.1007/s10948-012-1923-4.